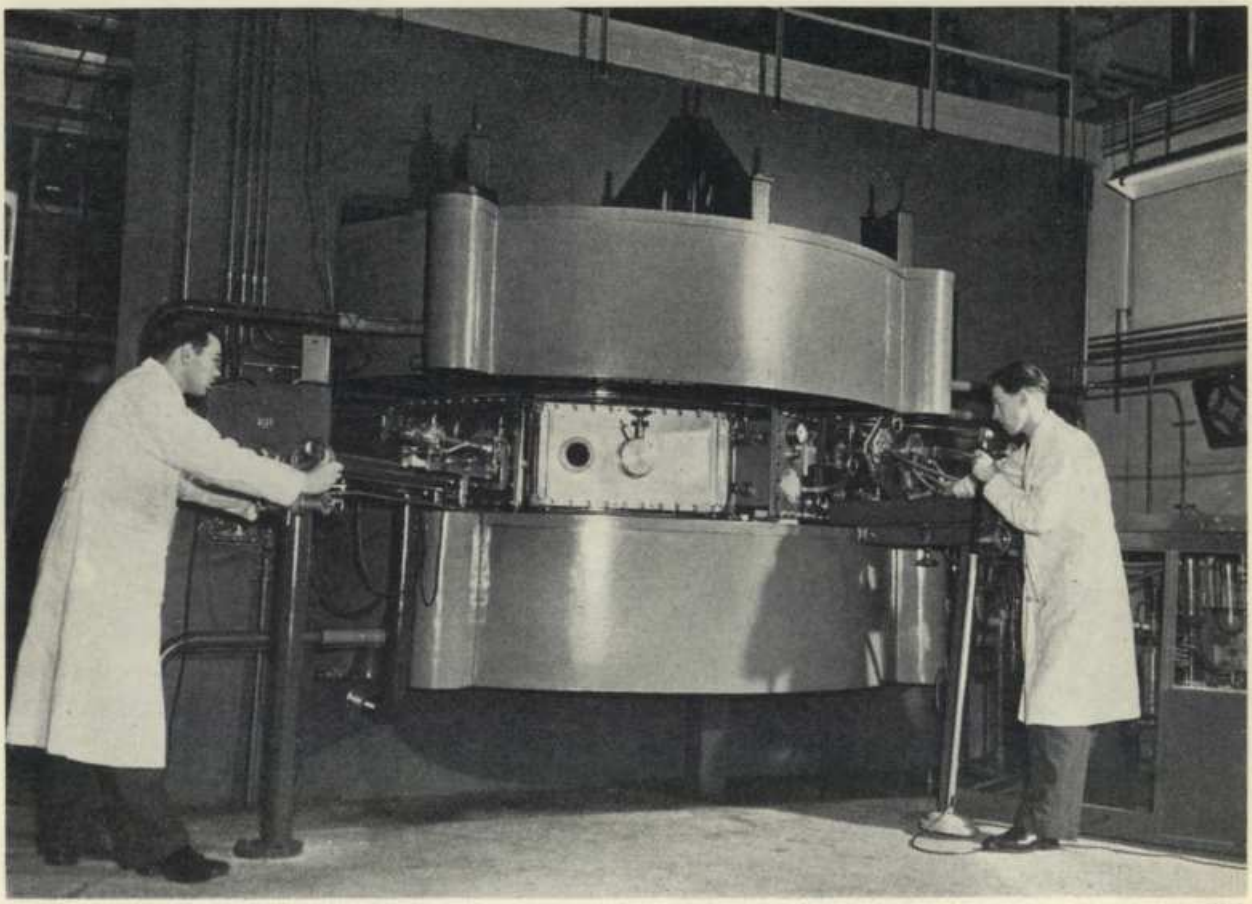
www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

12e JAARGANG No. 3, blz. 65-96 MAART 1950

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN



61995

CYCLOTRON EN SYNCHROCYCLOTRON

door W. de GROOT.

621.384.61

Op 10 November 1949 is in het Instituut voor Kernphysisch Onderzoek te Amsterdam een synchrocyclotron officieel in werking gesteld, dat door Philips, in opdracht van genoemd instituut, volgens ontwerp van prof. dr. C. J. Bakker en prof. dr. F. A. Heyn is gebouwd. Het ligt in de bedoeling om in een aantal artikelen in dit tijdschrift de inrichting en de werking van dit apparaat uiteen te zetten en een en ander mede te delen over de onderzoekingen die ermee kunnen worden verricht, alsmede over de mogelijkheden van een verder nuttig gebruik ervan.

Wij laten deze artikelen voorafgaan door een meer algemene beschouwing betreffende de werking van het cyclotron en het synchrocyclotron, in hoofdzaak ontleend aan de op dit gebied bestaande literatuur.

Inleidende beschouwingen

Indien men aan een kleine massa („stoffelijk punt"), die zich zonder wrijving langs een voorgeschreven rechte of gebogen baan kan bewegen, een grote snelheid en dus een grote kinetische energie wil meedelen, moet men op deze massa een kracht laten werken. Daarbij is de toeneming ΔT die de kinetische energie T langs een deel van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

baan ondergaat, gegeven door

$$\Delta T = \int K_s ds, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

waarbij K_s de component van de kracht in de richting van de baan voorstelt en de integratie moet worden uitgestrekt over het bedoelde baangedeelte. Een eventuele component van de kracht loodrecht op de baan, en de reactiekracht van de baan (welke kracht bij een beweging zonder wrijving eveneens loodrecht op de baan staat), verrichten geen arbeid en dragen dus niet bij tot de toeneming van T.

In plaats van (1) kan men soms met voordeel de formule voor de toeneming van de hoeveelheid van beweging (p) gebruiken welke luidt:

$$\Delta p = \int K_s dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

In de klassieke mechanica is

$$T = \tfrac{1}{2} M_0 v^2 , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$p = M_0 v , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

waarin M_0 de massa van het stoffelijk punt voorstelt.

Daar wij echter aanstonds met deeltjes te maken krijgen waarvan de snelheid nadert tot die van het licht, zullen wij ook rekening moeten houden met de verandering die de uitdrukkingen voor T en p ondergaan indien v nadert tot de lichtsnelheid c, en dus het quotient v/c, dat altijd < 1 is, van de orde 1 wordt. De formules (1) en (2) blijven daarbij geldig, maar voor T en p krijgt men:

$$T = Mc^2 - M_0 c^2 , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$$p = Mv , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

waarin nu M_0 de massa van het lichaam in rust voorstelt en

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Men overtuigt zich gemakkelijk, dat (5) en (6) voor $v \ll c$ overgaan in (3) en (4).

De kracht K kan nog op allerlei wijzen afhangen van de tijd t of van de plaats s op de baan. Wij willen een aantal gevallen beschouwen:

1) Het geval waarin K constant is en het deeltje een rechte baan beschrijft, is bijvoorbeeld gerealiseerd indien men een steen van een hoge toren naar omlaag laat vallen.

2) Bij een projectiel dat uit een vuurmond wordt geschoten, heeft men, als men afziet van de zwaartekracht, te maken met een kracht K die gedurende korte tijd een zeer grote waarde heeft en verder nul is. Het lichaam krijgt dan in één stoot de gewenste energie.

3) Men kan zich ook voorstellen dat het massapunt schoksgewijze versneld wordt door een aantal stoten, die op gelijke afstanden worden toegediend.

4) Denkt men zich dat bij een rechte baan telkens gedurende korte tijd een kracht op het massapunt werkt die periodiek is in de tijd, dan zullen wegens de toenemende snelheid de in de tussenpozen afgelegde wegen steeds groter worden; de afstanden, gemeten langs de baan, tussen de punten waar de periodieke impuls begint aan te grijpen, zullen dan steeds toenemen.

5) In plaats van op een rechte baan, kunnen wij al deze manieren van versnellen ook realiseren wanneer wij het massapunt zich op een gebogen baan laten bewegen, bijvoorbeeld door het te dwingen zonder wrijving in een gebogen goot te glijden of door het, als een kraal, zonder wrijving langs een gebogen draad te laten schuiven.

Het versnellen van deeltjes van atomaire afmeting

In de kernphysica maakt men gebruik van lichte kernen (protonen, deutonen, alphadeeltjes) om kernreacties tot stand te brengen [1]). Daar de kerndeeltjes die hier als projectiel optreden electrisch geladen zijn, is het vrij eenvoudig op deze deeltjes versnellende krachten uit te oefenen, nl. door ze bloot te stellen aan de werking van electrische velden. Inderdaad vindt men alle gevallen die in de boven besproken mechanische voorbeelden aan de orde kwamen, in de practijk gerealiseerd.

Het versnellen van protonen of deutonen door een in ruimte en tijd constant krachtveld (analoog aan de vallende steen) heeft plaats in ionenversnellingsbuizen voor niet te hoge spanningen (bijv. 50 à 100 kV).

Het versnellen door één korte impuls is bijvoorbeeld gerealiseerd in de kathodestraalbuis, waarin electronen tussen een kathode en een dicht daarbij geplaatste anode, die samen een zg. electronenkanon vormen, worden versneld, om dan verder eenparig voort te vliegen. Ook bij ionen komt deze wijze van versnelling voor, bijv. in de massaspectrograaf.

Met dit geval is eveneens te vergelijken hetgeen plaats heeft in de atomen van een radioactieve stof, die alphadeeltjes uitzendt. Daar ontvangt, bij het verlaten van de kern, het alphadeeltje door de afstotende Coulomb-kracht van die kern een impuls, waarna het eenparig voortvliegt totdat het ten slotte, door botsingen met de luchtmoleculen geremd, het einde van zijn baan bereikt.

Als een versnelling door korte impulsen, toegediend op regelmatige afstanden op de baan, kan

[1]) Als een orienterend artikel over fundamentele kernreacties en over de rol die de genoemde deeltjes daarin spelen, zij hier genoemd: W. de Groot, Philips techn. T. 2, 97-102, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

men beschouwen de werking der ionenversnellingsbuizen voor spanningen van enige honderden kV, waarbij om technische redenen de buis in een aantal stukken wordt verdeeld, ieder met een gedeelte van het totale potentiaalverschil [2]).

Het versnellen door in de tijd periodieke impulsen langs een rechtlijnige baan heeft plaats in de zg. lineaire versneller, een apparaat dat wij hier niet verder willen bespreken [3]). Het versnellen door in de tijd periodieke impulsen langs een gebogen baan ten slotte geschiedt in het door Lawrence geconstrueerde cyclotron [4]), aan welk apparaat dit artikel is gewijd. De „reactie-kracht", nodig om het deeltje in een gebogen baan te doen lopen, wordt hierbij ontleend aan een magneetveld. Indien een deeltje met massa M en lading Q zich met een snelheid v beweegt loodrecht op de krachtlijnen van een magneetveld met inductie B, ondervindt het namelijk een kracht K (Lorentz-kracht), loodrecht op v en B, gegeven door:

$$K = Q\,v\,B\,.$$

De kromtestraal r van de baan is daarbij gegeven door de eis dat deze kracht gelijk is aan de vereiste centripetale kracht, zodat

$$\frac{Mv^2}{r} = Q\,v\,B$$

of

$$Q\,B\,r = M\,v = p\,. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Indien v vergelijkbaar is met de lichtsnelheid c, moet voor M weer de uitdrukking (7) worden genomen.

Als B constant is, krijgt men bij gegeven snelheid v volgens (8) een cirkelbaan, daar immers M uitsluitend van v afhangt. Deze cirkel wordt dan doorlopen met een hoeksnelheid

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{QB}{M}\,. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8a)$$

Wordt het deeltje versneld, zodat v toeneemt met de tijd, dan neemt ook r toe en de baan wordt een spiraal.

Het cyclotron

Het cyclotron bestaat in hoofdzaak uit een magnetisch circuit, voorzien van een „luchtspleet" of interferricum (zie *fig. 1*). De afmetingen van dit interferricum kunnen vrij aanzienlijk zijn. De poolafstand is enkele tientallen centimeters en de pooldoorsnede in de regel meer dan 1 m. Tussen de polen, die zich verticaal boven elkaar bevinden, en luchtdicht op deze aansluitend, is een ring van niet-magnetisch materiaal geplaatst, waardoor het

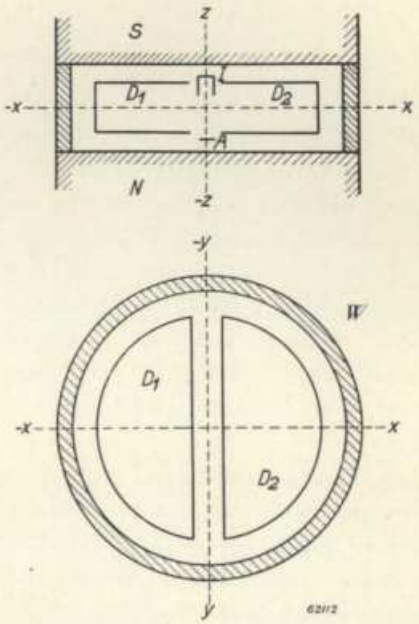


Fig. 1. De versnellingsruimte van het cyclotron (schematisch). N en S de beide magneetpolen, W de wand van de vacuumruimte, D_1D_2 de beide D's, I ionenbron (waarbinnen een gloeidraad), A de anode voor het opvangen van de electronen uit de bron.

interferricum van de buitenlucht is afgesloten. De aldus ontstane cylindrische doosvormige ruimte wordt luchtledig gepompt. In deze ruimte bevindt zich, door geïsoleerde staven ondersteund, een kleinere cylindrische doos, welke overlangs is doorgesneden, zodat iedere helft de vorm heeft van een hoofdletter D. Men noemt deze beide helften dan ook gewoonlijk de D's. De spleet tussen de D's is enkele cm breed.

Tussen de D's, die samen een soort condensator vormen, wordt een electrische wisselspanning van enige tientallen kV aangebracht met een frequentie van ca 10^7 Hz. Ten gevolge daarvan ontstaat in de spleet tussen de D's een in ruwe benadering horizontaal homogeen electrisch wisselveld, terwijl de verdere ruimte binnen de D's nagenoeg veldvrij is. Bovendien is overal in het interferricum een constant en nagenoeg homogeen magnetisch veld aanwezig, waarvan de inductie B ongeveer 1,5 Wb/m² bedraagt. In het centrum van het interferricum, iets boven het horizontale symmetrievlak, bevindt zich een ionenbron, waardoor bijvoorbeeld deutonen met geringe snelheid in het vacuum worden gebracht.

Het electrische veld tussen de D's zij

$$E = E_m \cos \omega_E t\,,$$

[2]) Zie bijv. F. A. Heyn en A. Bouwers, Een apparaat voor het transmuteren van atoomkernen, Philips techn. T. **6**, 46-53, 1941.
[3]) Zie bijv. F. A. Heyn, Ned. T. Natuurk. **15**, 45-73, 1949 (No. 3).
[4]) De eerste publicatie hierover was: E. O. Lawrence en N. E. Edlefsen, Science **72**, 376-377, 1930.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarbij er voor is gezorgd dat ω_E een zeer bepaalde waarde heeft, en wel kiest men, zoals wij straks nog zullen toelichten, ω_E gelijk aan de hierboven genoemde hoeksnelheid der deeltjes, d.i. voor niet te grote snelheden, waarbij $M = M_0$:

$$\omega_E = \frac{QB}{M_0}.$$

Beschouwen wij een deeltje dat zich in het veld in rust bevindt. Dit zal door het veld worden versneld en daardoor in beweging geraken. Zodra het deeltje een zekere snelheid heeft, begint de Lorentz-kracht te werken. Ten gevolge daarvan gaat het deeltje een soort spiraalbaan beschrijven, die voorlopig nog ligt in de spleet tussen de D's. De gedaante van deze baan hangt enigszins af van de begincondities, met name van het tijdstip waarop het deeltje, met snelheid nul, in het veld wordt losgelaten.

Na enkele zwaaien ontstaat echter een toestand waarbij het deeltje zich ongeveer in het midden van de spleet bevindt op het ogenblik dat het veld maximaal is en waarbij de voerstraal r van de baan evenredig toeneemt met t.

De differentiaalvergelijkingen voor een deeltje met lading Q en massa M_0 in een horizontaal electrisch wisselveld

$$E_x = E_m \cos \omega_E t$$

gecombineerd met een verticaal homogeen magneetveld B_z, waarbij

$$\omega_E = \frac{Q}{M_0} B_z,$$

luiden, met de in fig. 1 aangegeven coördinaten:

$$M_0 \ddot{x} = Q(E_x - B_z \dot{y}),$$
$$M_0 \ddot{y} = QB_z \dot{x},$$

of, met weglating van de index E:

$$\ddot{x} = (QE_m/M_0) \cos \omega t - \omega \dot{y},$$
$$\ddot{y} = \omega \dot{x}.$$

De oplossing voor een deeltje dat op een tijdstip $t = \tau$ in het veld wordt losgelaten ($x = y = 0$ en $\dot{x} = \dot{y} = 0$ voor $t = \tau$), luidt:

$$x = \frac{QE_m}{2M_0\omega^2}\left[-\sin \omega\tau \sin \omega(t-\tau) + \omega(t-\tau)\sin \omega t\right],$$

$$y = \frac{QE_m}{2M_0\omega^2}\left[-\cos \omega\tau \sin \omega(t-\tau) + 2\sin \omega\tau\,(1-\cos \omega(t-\tau)) + \omega(t-\tau)\cos \omega t\right].$$

Deze vergelijkingen stellen een soort spiraal voor, waarvan de gedaante nog enigszins afhangt van de parameter τ. Reeds na een enkele omloop is $\omega(t-\tau) \gg 1$ en zijn voornamelijk de laatste termen van invloed. Is bijvoorbeeld $\omega(t-\tau) = 2\pi$, $E_m = 10^6$ V/m en $B_z = 1{,}5$ Wb/m², dan is voor een deuton ($\omega = 7 \cdot 10^7$ rad/sec) de voerstraal $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ gelijk aan $\pi QE_m/M_0\omega^2 = \pi E_m/\omega B_z \approx 3$ cm.

Ten gevolge van de toeneming van r zal het deeltje spoedig doordringen in de veldvrije ruimte binnen de D's. Van dit ogenblik af wordt het nog slechts versneld gedurende de tijden waarin het de spleet passeert. Overigens beschrijft het daartussen met constante snelheid halfcirkelvormige banen, na elke passage met iets grotere straal.

De tijd waarin zo'n halve cirkel wordt beschreven, bedraagt $\pi r/v = \pi M_0/QB = \pi/\omega_E$. Uit de keuze van ω_E volgt dat, als eenmaal het deeltje de spleet passeert op het ogenblik dat het veld maximaal is, het dit steeds zal blijven doen ook al neemt de straal van de baan telkens toe; anders uitgedrukt: het deeltje is in resonantie met het electrische veld.

Bij het passeren van de spleet neemt de energie van het deeltje telkenmale met een constant bedrag ΔT toe. Volgens formule (3) is dus v^2 evenredig met het aantal omlopen en, daar v evenredig is met r, neemt de straal van de spiraal nu verder evenredig met $\sqrt{t}$ toe, zodat de windingen naar buiten toe steeds dichter bij elkaar komen te liggen.

De grootste waarde die de straal kan aannemen, is bepaald door de straal R van de D's. Is deze bereikt, dan is de energie voor een ion met lading $Q = Ze$, waarin e de elementaire lading ($= 1{,}6 \cdot 10^{-19}$C) voorstelt en Z het ladingsgetal van het ion (voor lichte ionen gelijk aan de kernlading):

$$T_{max} = \tfrac{1}{2} M_0 v^2 = \tfrac{1}{2} M_0 \left(\frac{RQB}{M_0}\right)^2 = \frac{Z^2e^2}{M_0} \cdot \frac{R^2B^2}{2}.$$

Stelt men

$$M_0 \approx A\, M_H,$$

waarin M_H de protonmassa en A het atoomgewicht voorstelt, en drukt men de energie uit in electronvolt, dan vindt men, met $T_{max} = eV_{max}$:

$$V_{max} = \frac{Z^2}{A} \cdot \frac{e}{M_H} \cdot \frac{R^2B^2}{2}.$$

Is bijvoorbeeld $R = 0{,}5$ m, $B = 1{,}5$ Wb/m², dan is, daar $e/M_H \approx 10^8$ coulomb/kg:

$$V_{max} \approx 3 \cdot 10^7 \frac{Z^2}{A} \text{ volt} = 30 \frac{Z^2}{A} \text{ megavolt}.$$

Voor protonen is $Z = 1$ en $A = 1$, voor deutonen $Z = 1$, $A = 2$ en voor alphadeeltjes $Z = 2$, $A = 4$. De maximale energie is dus in het beschouwde geval voor deutonen ongeveer 15 MeV en voor protonen en alphadeeltjes 30 MeV.

De gevonden getallen hebben echter slechts een orienterende waarde. Aanstonds zal blijken dat er nog andere factoren zijn waardoor de maximaal bereikbare energie wordt beïnvloed.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Electrische en magnetische focussering

In het vorige werd ondersteld dat het electrische veld tussen de D's homogeen is en dat de electrische kracht evenwijdig is aan het horizontale symmetrievlak van de opstelling. Een deeltje dat met snelheid nul vertrekt, zal zich dan eveneens evenwijdig aan dit horizontale vlak gaan bewegen. Dit alles is echter slechts bij ruwe benadering het geval. In werkelijkheid dringen de electrische equipotentiaalvlakken enigszins in de ruimte binnen de D's door en zijn de electrische krachtlijnen dienovereenkomstig gekromd. *Fig. 2* geeft daarvan een indruk. Een van de gevolgen hiervan is dat de deeltjes die niet precies in het middenvlak beginnen, snelheden krijgen in verticale richting, waardoor ze spoedig de onder- of de bovenwand van de D's bereiken.

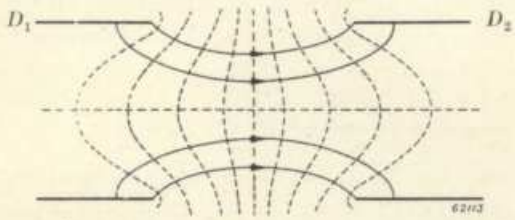


Fig. 2. Het electrische veld tussen de D's.

Ook gedurende het verdere versnellingsproces heeft de inhomogeniteit van het electrische veld invloed. Deze invloed is echter over het algemeen gunstig. Het blijkt namelijk dat het veld een bundelende werking heeft, dwz. het voert de deeltjes die door een of andere oorzaak een snelheidscomponent hebben gekregen die hen van het horizontale symmetrievlak verwijdert, daarheen terug [5])[6]). Dit is aan twee oorzaken te danken. Ten eerste zijn de deeltjes, daar hun snelheid in het veld toeneemt, korter aan divergerende krachten onderhevig (als het deeltje van links komt, rechts in fig. 2) dan aan convergerende (links in fig. 2), en bovendien passeren vele deeltjes het veld terwijl dit al bezig is iets af te nemen, waardoor de convergerende werking nog wordt versterkt.

Omdat de invloed van het veld op de electronen te vergelijken is met die van een lens op een bundel lichtstralen, spreekt men van electrische „focussering". De werking van deze focussering neemt af met toenemende snelheid van het deeltje; zij houdt op te werken als $r \approx {}^1/_3 R$.

Gelukkig treedt er thans een tweede focussering in werking, de magnetische. Wegens de spreiding van het magnetische veld neemt de sterkte van dit veld namelijk van het centrum naar buiten toe iets af.

[5]) M. E. Rose, Phys. Rev. **53**, 392-408, 1938.
[6]) R. R. Wilson, Phys. Rev. **53**, 408-420, 1938.

Ten gevolge hiervan zijn de krachtlijnen iets naar buiten toe gebogen (*fig. 3*), hetgeen meebrengt dat de Lorentz-kracht in punten buiten het middenvlak een component krijgt loodrecht daarop en

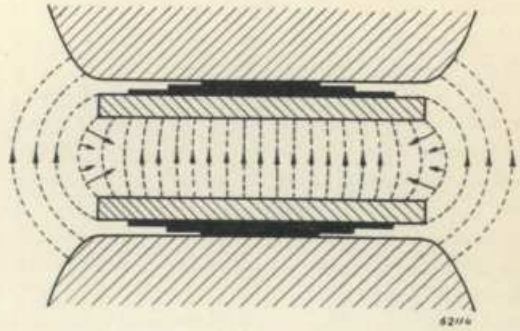


Fig. 3. Het magnetische veld van het cyclotron met naar buiten toe gekromde krachtlijnen (gestippeld aangegeven). De sterkte van het veld neemt van binnen naar buiten toe een weinig af. De richting van de Lorentz-kracht aan de rand is door enkele pijltjes aangegeven.

daar naar toe gericht. Daardoor zal het deeltje een kracht ondervinden welke evenredig is met de afstand tot het symmetrievlak, en zal het om de in dat vlak gelegen ideale baan gaan slingeren met een frequentie die, zoals nadere berekening leert, wordt gegeven door:

$$\omega_{\text{vert}} = \omega_E \sqrt{n},$$

waarin $n = -\,\mathrm{d}\ln B_z/\mathrm{d}\ln r$.

Er is ook een horizontale magnetische focussering, die hierin bestaat dat deeltjes waarvan door de een of andere oorzaak (bijv. ten gevolge van botsingen met gasmoleculen) òf de richting van de snelheid òf de voerstraal afwijkt van die van de ideale baan, automatisch weer de ideale baan gaan opzoeken. Ook dit gaat gepaard met oscillaties, en wel met een frequentie:

$$\omega_{\text{hor}} = \omega_E \sqrt{1-n}.$$

Het bestaan van een „verticale stabiliteit" kan men als volgt aantonen [7]). Is z de afstand tot het horizontale symmetrievlak, dan is:

$$M_0 \ddot{z} = Q v B_r,$$

waarin B_r de radiale component van de inductie voorstelt. In het interferricum is volgens Maxwell:

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial z} = 0.$$

Nu is in het symmetrievlak $B_r = 0$ en $z = 0$, dus $\partial B_r/\partial z$ in eerste benadering gelijk aan B_r/z, zodat:

$$B_r = z \frac{\partial B_z}{\partial r}.$$

Wij vinden dus:

$$\ddot{z} = \frac{Q\omega}{M_0 r} z \frac{\partial B_z}{\partial r},$$

[7]) D. W. Kerst en R. Serber, Phys. Rev. **60**, 53-58, 1941. Zie ook A. Bierman en H. A. Oele, Betatrons met en zonder ijzeren juk, Philips techn. T. **11**, 65-78, 1949, No. 3.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en daar $QB/M_0 = \omega \approx \omega_E$:

$$\ddot{z} + \omega_E^2 z \frac{r}{B_z}\frac{\partial B_z}{\partial r} = 0 ,$$

of

$$\ddot{z} + \omega_E^2 n z = 0 .$$

Dit stelt een trilling voor met frequentie $\omega_E\sqrt{n}$. Op soortgelijke wijze kan men het bestaan van een radiale stabiliteit laten zien, met de frequentie $\omega_E\sqrt{1-n}$.

Als $n = 0{,}2$, is $\omega_{hor} = 2\omega_{vert}$. Een nadere beschouwing leert dat dan een soort resonantie optreedt, welke gepaard gaat met overdracht van energie tussen de beide trillingswijzen en sterke verbredingen van de baan en dus defocussering ten gevolge heeft. Daarom moet men er voor zorgen dat de fractie n, die met het oog op het in-de-pas-blijven van de deeltjes zo klein mogelijk moet zijn, de waarde 0,2 niet overschrijdt. Door een extra luchtspleet aan te brengen en deze gedeeltelijk op te vullen met cirkelvormige ijzeren platen („shims") van verschillende diameter (vgl. fig. 3), heeft men het in de hand de radiale verandering van B_z en daarmee de grootte van n te beïnvloeden. Men kan het bijv. zo inrichten dat B_z in het centrum quadratisch en verder van het centrum af lineair met r afneemt. Op deze manier wordt practisch in de gehele versnellingsruimte ($0 < r < R$) aan de genoemde voorwaarde voor n voldaan.

Grenzen van het klassieke cyclotron

Volgens de in het voorafgaande geschetste globale theorie zou men de energie van de deeltjes onbegrensd kunnen verhogen door de straal R van de D's te vergroten. Een vergroting van B zou dezelfde werking hebben, maar hier is men uiteraard aan materiaalgrenzen gebonden.

In werkelijkheid zijn er nog andere natuurlijke grenzen voor de hoogste bereikbare energie. In de eerste plaats is voor de magnetische focussering essentieel dat het veld van binnen naar buiten toe afneemt. In de tweede plaats neemt volgens (5) de grootheid M met toenemende energie toe. Beide oorzaken hebben tot gevolg dat de grootheid $\omega = QB/M$, dat is de waarde die de electrische hoekfrequentie zou moeten hebben voor exacte resonantie van het rondlopende deeltje met het electrische veld, met toenemende snelheid, d.i. met toenemende straal van de baan, afneemt.

Elimineert men v uit de betrekkingen (7) en (8a), dan vindt men ω en M als functie van r, en wel is:

$$\frac{1}{\omega^2} = \left(\frac{M_0}{QB}\right)^2 + \frac{r^2}{c^2},$$

$$M^2 = M_0^2 + \left(\frac{QBr}{c}\right)^2.$$

Is $\omega_{r=0} = \omega_E$ de constante frequentie van het electrische veld, dan zal dus aan de rand van het interferricum $\omega_E > \omega(r)$ zijn.

Ten gevolge hiervan zal het deeltje bij een zekere waarde van r iets te langzaam lopen en de volgende maal iets te laat de spleet passeren. Als deze invloed accumuleert, zal ten slotte het deeltje de spleet bereiken op een moment waarop het electrisch veld nul of zelfs tegengesteld gericht is, zodat het niet meer versnellend, of zelfs vertragend werkt, en de energie niet meer toeneemt, of zelfs afneemt.

Men kan dit trachten te verhelpen door ω_E een waarde te geven tussen $\omega_{r=0}$ en $\omega_{r=R}$ in, en verder door de amplitude van het electrische veld tussen de D's zo groot mogelijk te maken, zodat de versnelling per passage door het veld zo groot mogelijk, en het aantal omlopen nodig voor het bereiken van een bepaalde energie zo klein mogelijk is en het deeltje zo min mogelijk „uit de pas" raakt. Een uitvoerige berekening leert dat het op deze wijze mogelijk is bij een spanningsamplitude van enige honderden kV tussen de D's met een redelijk rendement protonen te versnellen tot 15 MeV, deutonen tot 25 MeV en alphadeeltjes tot 50 MeV (zie het in [5]) aangehaalde artikel). Hiermee is dan echter de grens van het „klassieke" cyclotron bereikt.

Het synchrocyclotron

Toen E. O. Lawrence omstreeks 1930 het cyclotron concipieerde (zie het in noot [4]) aangehaalde artikel), daarbij steunend op de resonantieformule $\omega_E = QB/M_0$, en besloot het apparaat uit te voeren, was het a priori niet zeker dat hij er in zou slagen deeltjes van grote energie met een voldoend rendement te verkrijgen. Men kan zeggen dat hier het geluk met de stoutmoedige is geweest, in de vorm van de electrische en magnetische focussering, ten gevolge waarvan een practische toepassing eerst mogelijk is geworden.

Wij hebben echter gezien dat juist door de afneming van B_z met toenemende r, welke conditie essentieel is voor magnetische focussering, en bovendien door de toeneming van M met toenemende T, het onmogelijk is de resonantieconditie exact te vervullen en dat hierdoor een grens wordt gesteld aan de hoogste bereikbare energie.

Nu is er theoretisch een eenvoudig middel om hieraan tegemoet te komen, namelijk de frequentie ω_E van het electrische veld niet constant te laten zijn maar variabel, en aldus er voor te zorgen dat, terwijl het deeltje zijn spiraal beschrijft, voordurend is voldaan aan de conditie $\omega_E = QB_z/M$.

Het is wederom a priori niet zeker of men er in kan slagen dit principe met een hoog nuttig effect toe te passen. Als bezwaar zou men kunnen aanvoeren dat telkens maar voor één deeltje, dat op het juiste ogenblik vertrekt, aan de genoemde conditie kan zijn voldaan, en niet voor deeltjes die iets vroeger of later vertrekken. Bovendien lijkt het moeilijk om de frequentie ω_E juist zo te „modu-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

leren" dat de conditie $\omega_E = QB_z/M$ exact vervuld blijft langs de gehele baan.

Ook hier is er echter weer een gelukkige omstandigheid, die maakt dat het principe, dat in 1945 ongeveer gelijktijdig is gepubliceerd door Veksler en door Mc Millan [8]), toch met succes kan worden toegepast, en die ons bovendien ontslaat van de noodzakelijkheid, ω_E op een voorgeschreven wijze van de tijd te laten afhangen.

Om dit in te zien, stellen wij ons wederom voor dat ω_E constant is en dat er een voerstraal r bestaat waarvoor

$$\omega_E = \omega(r) = \frac{v(r)}{r} = \frac{QB(r)}{M} \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Denken wij ons nu een deeltje dat langs deze cirkelbaan loopt en dat de spleet tussen de D's telkens passeert op het moment waarop het electrische veld nul is en overgaat van een versnellend in een vertragend veld. Wij zullen zeggen dat zo'n deeltje een faze $\varphi = 0$ heeft ten opzichte van het veld.

Het is duidelijk dat dit deeltje een onbepaald lange tijd langs deze baan kan blijven lopen, omdat zijn energie T door het veld niet verandert. Stellen wij ons nu een deeltje voor dat langs dezelfde baan loopt, maar zó dat, op het ogenblik waarop het veld nul is, zijn azimuth ten opzichte van de spleet een waarde φ_1 heeft. Dit deeltje zal de spleet gepasseerd zijn op een tijdstip waarop het veld nog versnellend was. Het zal dus bij iedere passage worden versneld, maar daardoor zal de energie T toenemen, waardoor automatisch de straal r van de baan wordt vergroot en de omloopfrequentie wordt verkleind. Het deeltje zal dus elke volgende keer iets later de spleet bereiken, net zolang tot het weer een faze $\varphi = 0$ heeft ten opzichte van het veld. Dan zal het echter niet meer voldoen aan (9), omdat zijn ω nu kleiner is dan ω_E en het deeltje dus nog steeds te langzaam loopt.

Het proces gaat dus verder: het deeltje gaat van lieverlede het veld passeren op een ogenblik waarop dit vertragend werkt, waardoor zijn energie nu afneemt en dus r afneemt en $\omega(r)$ weer groter wordt. Zo komt het ten slotte weer op zijn oude baan aan met de goede $\omega\,(= \omega_E)$, echter met een faze die nu negatief is, juist tegengesteld aan de faze φ_1 waarmee het was begonnen $(\varphi = -\varphi_1)$. Nu herhaalt zich het proces in omgekeerde richting, de faze neemt toe (dus in absolute waarde af), ω neemt toe, terwijl T afneemt. Als ten gevolge hiervan φ weer nul is geworden, is nog steeds $\omega > \omega_E$. Hierdoor gaat het aangroeien van φ verder, gepaard met een afnemen van ω en een toenemen van T. Als ten slotte het deeltje weer op zijn oude baan is aangekomen, heeft het weer de faze φ_1 waarmee het begonnen was en de oorspronkelijke waarde van ω en van T. Deze cyclus herhaalt zich onbepaald lang en wij zien dus dat zich een soort vibratie instelt, waarbij de faze φ oscilleert tussen φ_1 en $-\varphi_1$ en tegelijkertijd T, ω en r schommelen om een gemiddelde waarde.

Er bestaat dus ten opzichte van de door (9) bepaalde baan een zekere stabiliteit (fazestabiliteit). Deze strekt zich uit tot zeer grote waarden van φ_1, namelijk tot $\varphi_1 = \pm\pi$ toe.

Laten wij ons nu hetzelfde proces voorstellen terwijl ω_E niet constant is maar bezig is langzaam af te nemen.

Een deeltje dat een baan beschrijft waarbij $\omega = \omega_E$, maar dat de spleet passeert op het ogenblik dat het veld versnellend is (φ is dus niet nul, maar positief), zal, als ω_E kleiner wordt, in faze toe- of afnemen. Dit hangt er van af of de afneming van ω, die gepaard gaat met de toeneming van T, groter of kleiner is dan de afneming van ω_E. Men kan zich dus voorstellen dat er een deeltje is met zodanige faze $(\varphi = \varphi_s)$ dat voor dit deeltje steeds $\omega = \omega_E$. Dit deeltje zal blijvend worden versneld en daarbij steeds synchroon zijn met het veld (aan dit synchronisme is de naam synchrocyclotron ontleend). Men kan nu echter bovendien bewijzen dat deeltjes waarvan de faze op een zeker tijdstip niet gelijk is aan φ_s en waarvoor ω op dat tijdstip niet gelijk is aan ω_E, om de uitdijende „synchrone" baan zullen gaan slingeren en dus gemiddeld evenveel zullen worden versneld, mits $|\omega - \omega_E|$ en $|\varphi - \varphi_s|$ binnen zekere grenzen blijven.

Uit het voorgaande volgt dat, als $\varphi = \varphi_s$, $\omega = \omega_E$ en dat dan $\mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}t = 0$. Men ziet gemakkelijk in, dat in het algemeen $\mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}t = \omega - \omega_E$ en dus $\mathrm{d}^2\varphi/\mathrm{d}t^2 = \mathrm{d}\omega/\mathrm{d}t - \mathrm{d}\omega_E/\mathrm{d}t$, waarbij men zich het differentiatieproces zo moet voorstellen dat $\mathrm{d}t$ niet naar nul gaat maar zo groot blijft dat in de tijd $\mathrm{d}t$ minstens nog één omloop wordt volbracht. Onder deze veronderstelling luidt de differentiaalvergelijking voor φ [9]):

$$\frac{\mathrm{d}^2\varphi}{\mathrm{d}t^2} = C\,(\sin\varphi_s - \sin\varphi) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

waarin

$$C\sin\varphi = -\,\mathrm{d}\omega/\mathrm{d}t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

en

$$C\sin\varphi_s = -\,\mathrm{d}\omega_E/\mathrm{d}t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

[8]) V. Veksler, J. Phys. U.S.S.R. **9**, 153, 1945; E. M. Mc Millan, Phys. Rev. **68**, 443L, 1945. — Een analoog voorstel werd door Oliphant reeds in 1943 gedaan, doch eerst in 1947 gepubliceerd: M. L. Oliphant, J. S. Gooden en G. S. Hide, Proc. Phys. Soc. **59**, 666, 1947.

[9]) D. Bohm en L. Foldy, Phys. Rev. **70**, 249-258, 1946; **72**, 649-661, 1947.
In deze artikelen is de energiewinst per omloop gelijk gesteld aan $eV\sin\varphi$. In onze tekst is hiervoor gezet $2eV\sin\varphi$, waarbij V het maximale potentiaalverschil tussen de D's voorstelt en rekening gehouden is met het feit dat per omloop het deeltje tweemaal de spleet passeert.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Vgl. (10) is dezelfde vergelijking als die voor een mathematische slinger waarop, behalve het gewone „zwaartekrachtskoppel" $-C \sin \varphi$, nog een constant koppel $C \sin \varphi_s$ werkt (zie *figuur 4*). Is $\varphi_s = 0$ ($\omega_E = \text{const.}$), dan schommelt φ om de waarde $\varphi = 0$ tussen $+\varphi_1$ en $-\varphi_1$, waarbij $|\varphi_1| < \pi$. Is $\varphi_s \neq 0$, dan is de evenwichtsstand $\varphi = \varphi_s$ en mag φ schommelen tussen φ_1 en φ_2, waarbij $\varphi_s \leqq \varphi_1 \leqq \pi - \varphi_s$, terwijl $-(\pi - \alpha) \leqq \varphi_2 \leqq \varphi_s$. Hierin neemt α toe met toenemende φ_s ($\alpha > 2\varphi_s$).

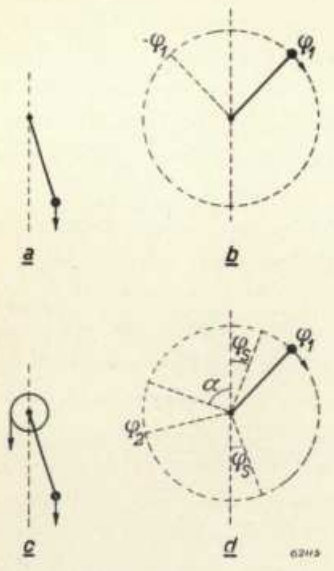


Fig. 4. Schematische tekening van een mathematische slinger die zich gedraagt volgens formule (10).
a) en *b*) $\varphi_s = 0$, de gewone mathematische slinger, uiterste standen $+\varphi_1$ en $-\varphi_1$, waarbij $|\varphi_1| < \pi$.
c) en *d*) slinger met constant koppel $C \sin \varphi_s$, uiterste standen φ_1 en φ_2, waarbij $\varphi_1 \leqq \pi - \varphi_s$ is en waarbij φ_2 tussen φ_s en $-(\pi - \alpha)$ gelegen is ($\alpha > 2\varphi_s$).

In het geval van het cyclotron zijn C en φ_s strikt genomen functies van r, evenals B, ω en T. Men kan nl. in plaats van (11) ook schrijven:

$$C \sin \varphi = -\frac{d\omega}{dT}\frac{dT}{dt} = -\frac{d\omega}{dT} \cdot 2eV \sin \varphi \cdot \frac{\omega}{2\pi},$$

en dus is

$$C = -\frac{d\omega}{dT} \cdot 2eV \cdot \frac{\omega}{2\pi}.$$

De verandering van C met r is echter niet zo groot (10 à 20%) dat de volgende redenering in gevaar wordt gebracht door C als een constante te beschouwen.

Uit (12) volgt dat $-d\omega_E/dt$ niet groter mag zijn dan C, anders is er geen synchrone baan mogelijk. Hoe meer C van $-d\omega_E/dt$ verschilt, des te groter is de groep van deeltjes die nog wordt „meegenomen". Echter mag $-d\omega_E/dt$ ook weer niet te klein worden omdat dan een groot aantal deeltjes ten gevolge van de faze-oscillatie naar het punt van uitgang terug kan keren en voor de versnelling verloren gaat. Men bedenke hierbij dat, zoals vroeger is aangetoond, ongeveer alle deeltjes beginnen met een faze $\varphi = \pi/2$. Hierbij kan $\dot{\varphi}$ nog > 0 of < 0 zijn, naar gelang, op het moment dat het deeltje start, $\omega_{r=0}$ groter of kleiner is dan de momentele waarde van ω_E. Er bestaat dus een optimale waarde voor $-d\omega_E/dt$. Bij deze waarde is de fractie van alle deeltjes die wordt meegenomen, zo groot mogelijk.

In werkelijkheid gaat het nu zo, dat men de frequentie ω_E „moduleert", door in de oscillator die deze frequentie opwekt een variabele condensator op te nemen, waarvan de capaciteit een periodieke functie is van de tijd, met een periode welke groot is vergeleken met de omlooptijd van een deeltje.

Als functie van t neemt ω_E dus afwisselend toe en af, en alleen die tijdsintervallen waarin ω_E afneemt zijn nuttig voor de versnelling. De fazestabiliteit maakt echter dat telkens niet slechts één deeltje maar een gehele groep van deeltjes van de gunstige condities kan profiteren. In de practijk is dit bijv. 1% van het totaal en gaan dus 99% van de geproduceerde ionen voor de versnelling verloren. Deze ongunstige factor moet men bij het synchrocyclotron op de koop toe nemen. Daartegenover staat als gunstige factor de mogelijkheid de eindenergie hoger op te voeren.

Een ander voordeel van de beschreven methode is nog dat, omdat men niet bevreesd behoeft te zijn voor het uit faze geraken van het deeltje ten opzichte van het veld, men er niet angstvallig voor behoeft te zorgen dat het aantal omlopen nodig voor het verkrijgen van een zekere energie zo klein mogelijk wordt. Daarom kan de spanning tussen de D's bij het synchrocyclotron kleiner zijn dan bij het klassieke cyclotron, hetgeen weer allerlei practische voordelen oplevert met het oog op de isolatie en de kans op doorslag. In het bijzonder kunnen daardoor ook minder hoge eisen worden gesteld aan het vacuum, waardoor de ionenproductie in het centrum groot kan zijn.

Samenvatting. Na een inleidende beschouwing over het versnellen van deeltjes als mechanisch probleem wordt een beschrijving gegeven van de werking van het cyclotron, waarin lichte kernen, zoals protonen, deutonen of alphadeeltjes, kunnen worden versneld tot een energie van enkele tientallen millioenen electronvolt. Een bovenste grens aan deze energie wordt gesteld door het feit dat, ten gevolge van de afneming van de magnetische inductie en van de toeneming van de massa voor snelheden vergelijkbaar met de lichtsnelheid, aan de rand van het veld niet meer voldaan is aan de resonantievoorwaarde. Vervolgens wordt aangegeven hoe men in het zg. synchrocyclotron, door de frequentie van het versnellende veld in de tijd te moduleren, kan bereiken dat, althans voor een fractie der deeltjes, tot aan de rand toe gemiddeld aan de resonantievoorwaarde is voldaan. Hierdoor kunnen, zij het ten koste van het rendement, deeltjes met aanzienlijk hogere energieën worden verkregen dan bij het klassieke cyclotron.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN EXPERIMENTELE „STROBOSCOPISCHE" OSCILLOGRAAF VOOR FREQUENTIES TOT CIRCA 50 MHz

II. DE ELECTRISCHE UITVOERING

door J. M. L. JANSSEN en A. J. MICHELS. 621.317.755:621.3.029.5/.6

Van de in een vorig artikel besproken grondslagen van de stroboscopische oscillograaf tot de realisatie ervan, is nog een grote stap. Het opwekken van uiterst kort durende spanningsimpulsen, het synchroniseren van deze impulsen, de constructie van de aansluitkabels en van de regelbare verzwakkers voor de ingangsspanningen, zijn slechts enkele van de vraagstukken waarvoor men zich bij de uitvoering van de oscillograaf ziet geplaatst. In dit tweede artikel laten de schrijvers zien hoe zij deze kwesties hebben opgelost.

In een vorig artikel [1]) hebben wij aangetoond dat het in beginsel mogelijk is, een laagfrequente afbeelding van een hoogfrequente spanning v_o te krijgen door deze laatste te doen aftasten door in faze gemoduleerde spanningsimpulsen. Wij waren daarbij gekomen tot een blokschema, dat hier opnieuw is afgebeeld (*fig. 1*), doch dat, naar zal blijken, nog wel enige uitbreiding behoeft.

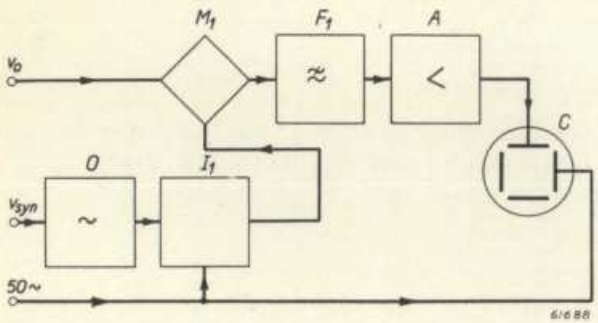


Fig. 1. Vereenvoudigd blokschema van een stroboscopische oscillograaf. v_o af te beelden hoogfrequente spanning, M_1 mengschakeling, F_1 laag doorlatend filter, A laagfrequentversterker, C kathodestraalbuis, I_1 impulsgenerator, O synchroniserende oscillator, v_{syn} synchronisatiespanning (synchroon met v_o). De netspanning (50 Hz) zorgt zowel voor de fazemodulatie der impulsen als voor de horizontale afbuiging van de electronenbundel.

Enige resultaten van het artikel I recapitulerende, kunnen wij de werking als volgt beschrijven.

De spanning v_o wordt in een mengbuis M_1 gemengd met impulsen, die door een generator I_1 worden opgewekt. De uitgangsspanning van de mengbuis wordt in een filter F_1 ontdaan van hoogfrequente componenten, versterkt door een laagfrequentversterker A en vervolgens toegevoerd aan de platen voor de verticale afbuiging van een kathodestraalbuis C. De frequentie van de impulsgenerator wordt bestuurd door een oscillator O, die op zijn beurt wordt gesynchroniseerd door een van buiten af toegevoerde synchronisatiespanning v_{syn}, die synchroon moet zijn met v_o. Aldus wordt een veelvoud van de herhalingsfrequentie f_i der impulsen gelijk gemaakt aan de grondfrequentie f_o van v_o; een gunstige waarde voor f_i is, naar in I werd afgeleid, ongeveer 100 000 Hz. De impulsen worden in faze gemoduleerd (bij voorkeur sinusvormig) met een frequentie ν, die men, ten einde zo veel mogelijk harmonischen van v_o te kunnen afbeelden, zo laag mogelijk dient te kiezen; gebruikt wordt de netfrequentie ($\nu = 50$ Hz). Door de horizontale afbuiging synchroon te doen geschieden met de fazemodulatie (dus eveneens met de netfrequentie), krijgt men een stilstaand beeld met een lineaire tijdschaal.

Na een korte beschrijving van de mengtrap, het filter en de laagfrequentversterker, zullen wij langer moeten stilstaan bij de impulsgenerator en zijn synchronisatie. Daarna komt aan de beurt de electronische schakelaar, waarmee twee oscillogrammen tegelijk zichtbaar kunnen worden gemaakt, en tot slot zullen de aansluitkabels en de constructieve uitvoering van de regelbare verzwakkers worden behandeld.

Wij willen hier nog uitdrukkelijk vermelden dat deze beschrijvingen betrekking hebben op een experimentele uitvoering van de oscillograaf, waarbij in de eerste plaats de bedoeling voorzat, de grondslagen van de stroboscopische methode in de practijk te toetsen. Voor de problemen die zich bij de uitvoering voordeden, is dan ook niet gestreefd naar de beste oplossing, maar is telkens die gekozen welke het minste ontwikkelingswerk vereiste en welke de ontwerpers dus zo weinig mogelijk op

[1]) J. M. L. Janssen, Een experimentele „stroboscopische" oscillograaf voor frequenties tot circa 50 MHz, I. Grondslagen, Philips techn. T. **12**, 52-59, 1950 (No. 2). Hier verder aangehaald als I.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zijpaden voerde. Wij zullen bij sommige punten nog de gelegenheid hebben hieraan te herinneren.

De mengschakeling

In *fig. 2* zijn de hoofdzaken van de mengschakeling weergegeven. De mengbuis is een penthode EF 50. De af te beelden spanning v_o wordt gelegd aan het stuurrooster, de impulsen worden toegevoerd aan de anode. Zoals men ziet, krijgt de anode geen positieve, doch een kleine negatieve, van de kathodeweerstand betrokken, gelijkspanning (enkele volts). Dit is gedaan om, tussen de impulsen in, de anodestroom geheel te onderdrukken, waardoor de mengtrap ongevoelig wordt voor bromspanningen en andere storingen. Het schermrooster krijgt wèl de gebruikelijke positieve spanning (180 V), die hier constant wordt gehouden door twee in serie geschakelde stabiliseerbuizen. Het blijkt gunstig te zijn, ook het vangrooster een positieve spanning (omstreeks 100 V) te geven; de conversiesteilheid is aanmerkelijk groter en men kan volstaan met kleinere anodespanningsimpulsen (15 V amplitude), dan wanneer de spanning van het vangrooster nul was. Daarom is dit rooster verbonden met het gemeenschappelijke punt van de stabiliseerbuizen.

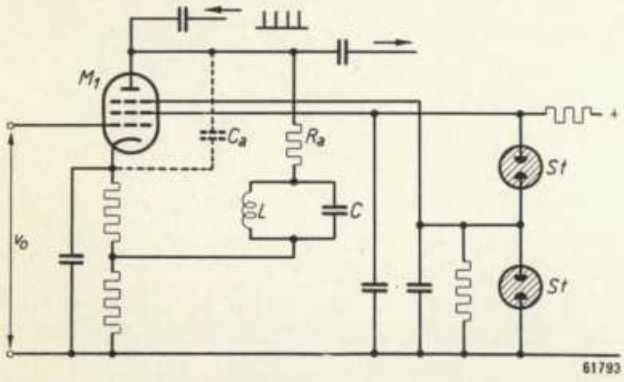


Fig. 2. Mengschakeling. v_o af te beelden spanning, M_1 penthode EF 50, R_a anodeweerstand, die tezamen met de kring L-C en de parasitaire anodecapaciteit C_a, een netwerk met vlakke frequentiekarakteristiek vormt. *St* spanningstabiliseerbuizen.

Om een grote uitgangsspanning van de mengtrap te krijgen, moet men een grote anodeweerstand R_a gebruiken. Daarbij ontstaat echter het gevaar dat de parasitaire anodecapaciteit C_a reeds een sterk afnemen van de conversieversterking veroorzaakt bij frequenties die nog beneden de afsnijfrequentie van het laag doorlatende filter liggen, dat op de mengtrap volgt. (Deze afsnijfrequentie moet, naar in I werd afgeleid, lager zijn dan $\frac{1}{2} f_i \approx 50\,000$ Hz; bij de uitvoering hebben wij 40 000 Hz gekozen.) Zulk een dalende frequentiekarakteristiek zou de oorzaak zijn van een niet getrouwe weergave van de v_o-kromme. Om deze karakteristiek tot 40 000 Hz horizontaal te houden, is een bekend middel toegepast: in serie met de anodeweerstand R_a is de parallelschakeling opgenomen van een geschikt gekozen zelfinductie L en capaciteit C (fig. 2).

Het filter en de laagfrequentversterker

Voor het filter kozen wij een eenvoudig laddernetwerk met een capaciteit in elk der paralleltakken en een zelfinductie parallel met een capaciteit in elk der serietakken. Zulk een filter heeft de eigenschap dat voor de frequenties boven ca 50% van de afsnijfrequentie de overdracht niet geheel fazegetrouw is. Dit heeft tot gevolg dat hoge harmonischen van de v_o-kromme niet precies in de juiste fazeverhoudingen op het oscillogram worden weergegeven. Er bestaan wel filterschakelingen (met wederzijdse inducties tussen de filtertrappen) die tot ca 85% van de afsnijfrequentie fazegetrouw zijn; in de experimentele uitvoering hebben wij zulk een ingewikkeld filter echter niet gebruikt.

Op het filter volgt een balanstrap (dubbele penthode EFF 51), die bij een asymmetrische (eenzijdig geaarde) ingang een symmetrische uitgangsspanning levert, welke in de kathodestraalbuis de verticale afbuiging bewerkstelligt.

De impulsgenerator

Differentiërend netwerk

Er bestaan verscheidene methoden tot het opwekken van periodieke spanningsimpulsen. In ons geval hebben wij de methode gekozen volgens welke de impulsen, die voor het aftasten nodig zijn, worden verkregen als de uitgangsspanning van een „differentiërend" netwerk, aan welks ingang een stroom wordt toegevoerd die periodiek een sprong maakt.

In zijn eenvoudigste vorm bestaat zulk een netwerk uit twee weerstanden, R_1 en R_2, en een condensator C_m (*fig. 3a*). Verandert de toegevoerde stroom discontinu met een bedrag I_0, dan treedt aan de uitgang een eveneens discontinue spanningsverandering op ter grootte van $I_0 R_1 R_2/(R_1+R_2)$. Immers, voor een oneindig snelle verandering vormt C_m een kortsluiting, zodat op het ogenblik van de sprong R_1 en R_2 parallel komen te staan. Blijft na de sprong de ingangsstroom verder constant, dan verloopt de uitgangsspanning v volgens

$$v = I_0 \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \cdot \exp\left\{-\frac{t}{(R_1 + R_2)\, C_m}\right\}.$$

De vorm van deze spanningsimpuls, en daarmee ook zijn frequentiespectrum, zijn dus vastgelegd door het product $(R_1 + R_2)C_m$. Wenst men een bepaald

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

frequentiespectrum, en kiest men een waarde voor C_m, dan ligt de waarde van $R_1 + R_2$ vast. De amplitude van v is dan evenredig met R_1R_2 en dus maximaal indien $R_1 = R_2$. Dit maximum wordt groter als men, $(R_1 + R_2)C_m$ constant houdende, C_m laat afnemen.

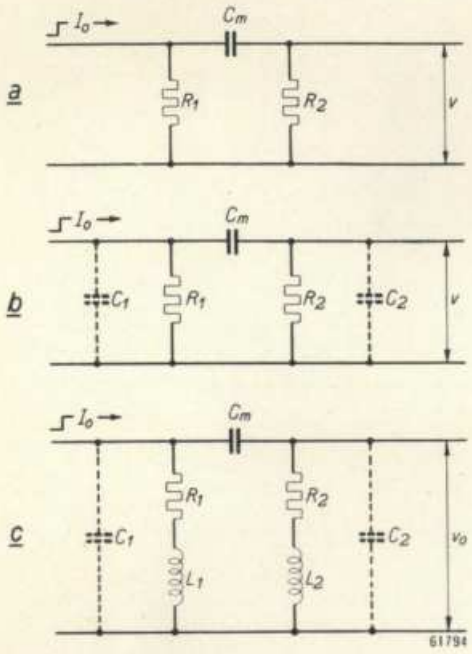


Fig. 3. Differentiërende netwerken. *a*) Bij het veroorzaken van een sprong I_0 in de ingangsstroom ontstaat aan de weerstand R_2 een spanningsimpuls v. De koppelcapaciteit is C_m. *b*) Als (*a*), doch met de parasitaire capaciteiten C_1 en C_2. *c*) Ter verbetering van de impulsvorm zijn in serie met R_1 en R_2 bepaalde zelfinducties L_1 resp. L_2 opgenomen.

Men zou dus verwachten dat men, door C_m resp. $(R_1 + R_2)\,C_m$ klein genoeg te kiezen, willekeurig grote, resp. willekeurig smalle impulsen kon opwekken. Hierbij is echter geen rekening gehouden met de onvermijdelijke parasitaire capaciteiten (C_1, C_2, fig. 3*b*) die zich parallel aan R_1 en R_2 bevinden. Deze capaciteiten beletten, dat de spanning aan R_1 en R_2 discontinu verandert, hetgeen van invloed wordt als $(R_1 + R_2)\,C_m$ van dezelfde orde van grootte wordt als de tijdconstanten R_1C_1 en R_2C_2 zijn. Deze invloed komt hierin tot uiting dat de impuls een kleinere amplitude krijgt en breder wordt.

Dit effect is van dien aard dat men voor het opwekken van impulsen als bij een stroboscopische oscillograaf voor frequenties tot 50 MHz nodig zijn — impulsen met een amplitude van ten minste 15 V en een breedte van de orde van ten hoogste 10^{-8} s — met het eenvoudige netwerk van fig. 3*a*, *b* niet kan volstaan. Het ligt enigszins voor de hand, het effect van de parasitaire capaciteiten op dezelfde wijze tegen te gaan als dit wel gebeurt in weerstandversterkers, namelijk door in serie met de weerstanden zelfinducties op te nemen (fig. 3*c*). Er ontstaan dan twee resonantiekringen, gekoppeld door de condensator C_m. Zulk een systeem heeft twee eigen frequenties, die beide worden aangeslagen als door een van de kringen een stroomstoot wordt geleid. De spanning aan de andere kring is dan de superpositie van twee gedempte trillingen, v' en v'', elk met een van de eigen frequenties. Het blijkt mogelijk te zijn door een geschikte keuze van de netwerkelementen een toestand te krijgen als volgt (*fig. 4*): ten tijde van de eerste positieve top van de trilling met de hoogste frequentie (v' in fig. 4) is de andere trilling (v'') eveneens positief, ten tijde van de tweede positieve top van v' is v'' negatief, en als gevolg van de demping zijn bij de volgende toppen de amplituden verwaarloosbaar klein; de negatieve toppen doen hier niet ter zake. De uitgangsspanning $v = v' + v''$ (getrokken lijn in fig. 4) bestaat dus in hoofdzaak uit één positieve impuls (ongeveer in de vorm van een halve sinus).

Noemen wij τ de „gemiddelde" breedte van de impuls [2]) ($\approx {}^2/_3$ van de basisbreedte) dan geldt — zoals uit berekening blijkt — voor de amplitude V_{max} bij benadering:

$$V_{max} \approx \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\tau I_0}{C_1 + C_2}.$$

Substitueren we hierin voor V_{max} en τ de genoemde waarden, namelijk 15 V en 10^{-8} s, en voor C_1 en C_2 waarden als in de practijk voorkomen ($C_1 = 15$ pF,

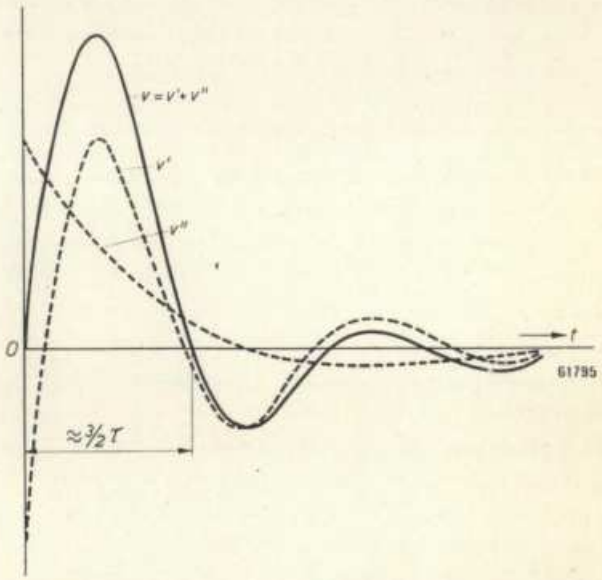


Fig. 4. Uitgangsspanning v, als functie van de tijd t, van het netwerk volgens fig. 3*c*, als aan de ingang een stroomsprong wordt teweeggebracht. De spanning v is de som van twee eigen trillingen, v' en v''.

[2]) Zie I, blz. 58.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$C_2 = 7{,}5$ pF), dan vinden we dat de sprong in de stroom een grootte van ongeveer 100 mA moet hebben. In werkelijkheid blijkt een grotere waarde nodig te zijn (ca 200 mA), wat mede zijn oorzaak vindt in het volgende.

Tot dusverre was ondersteld dat de ingangsstroom volkomen discontinu verandert. In werkelijkheid neemt de verandering enige tijd in beslag, hetgeen tot gevolg heeft dat de spanningsimpuls breder en ook lager is dan bij een volmaakte discontinuïteit het geval zou zijn. Dit effect wordt vooral van belang zodra de tijd die voor de stroomverandering nodig is, van dezelfde orde wordt als de toelaatbare impulsduur τ.

Schakeling voor het teweegbrengen van de stroomsprong

Dit voert ons tot de vraag, op welke wijze de stroomverandering voldoende snel tot stand kan worden gebracht. Het ligt voor de hand, het differentiërende netwerk op te nemen in de anodekring van een versterkbuis (P_1, *fig. 5*) en aan het stuurrooster van deze buis een spanning toe te voeren met een zodanige krommevorm dat de anodestroom telkens snel wordt onderbroken. Wegens de grote anodestroomstoten die hier nodig zijn, dient de versterkbuis een eindbuis te zijn; het type EL 6 bij voorbeeld kan gemakkelijk stroomstoten van 200 mA leveren, mits de gemiddelde waarde van de anodestroom niet te hoog is. Aan deze voorwaarde kan men voldoen door de roosterspanning een krommevorm te geven als voorgesteld in *fig. 6a*; de bijbehorende vorm van de anodestroom en die van de door het netwerk geleverde impulsen zijn geschetst in fig. 6*b* resp. 6*c*. Hoe deze roosterspanning wordt verkregen, komt ter sprake in de volgende paragraaf.

Multivibrator

Een spanning met de in fig. 6*a* aangegeven vorm kan worden opgewekt met een multivibrator (een tweetal buizen waarvan elk der stuurroosters is gekoppeld met de anode van de andere buis en de instelling zo is gekozen dat de buizen om de beurt stroom doorlaten).

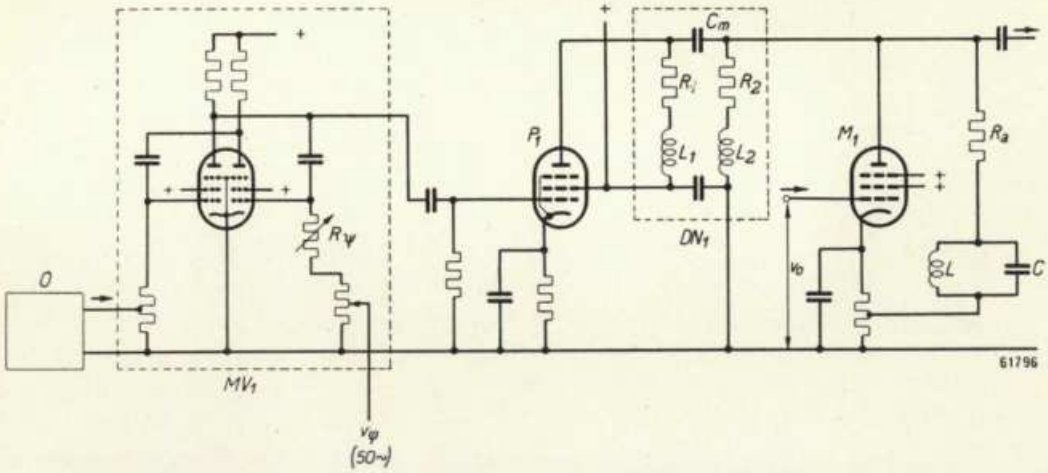


Fig. 5. De impulsgenerator I_1 (fig. 1) bestaat uit een multivibrator MV_1, een eindbuis P_1 en een differentiërend netwerk DN_1 volgens fig. 3*c*. O is de synchroniserende oscillator. M_1 vormt met R_a, L en C de mengschakeling volgens fig. 2. Met de weerstand R_ψ kan de ruststand van de impuls worden ingesteld. De spanning v_ψ zorgt voor de fazemodulatie. De buis in de multivibrator is een dubbele penthode EFF 51, P_1 is een buis EL 6.

In fig. 5 is met MV_1 de door ons gebruikte schakeling voorgesteld. Deze multivibrator is voorzien van één buis EFF 51, die twee penthodesystemen bevat. Op het ene stuurrooster van deze buis wordt een sinusvormige spanning gezet, die afkomstig is van de nog te beschrijven oscillator O (vgl.

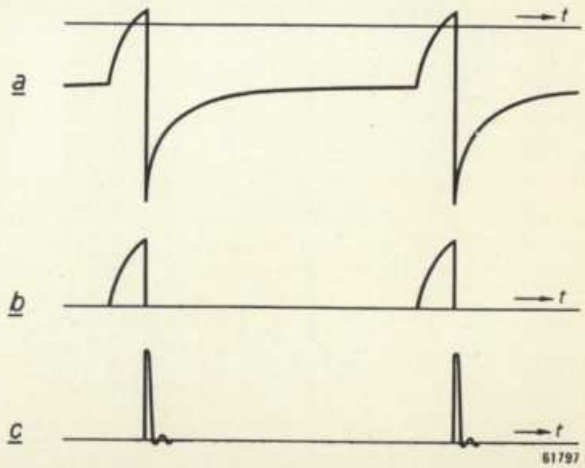


Fig. 6. Als functie van de tijd t zijn hier uitgezet: a) de spanning aan het stuurrooster van de buis P_1 (fig. 5), (b) de anodestroom van deze buis, en (c) de impulsvormige uitgangsspanning van het differentiërende netwerk DN_1 (fig. 5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

fig. 1); door deze spanning wordt de multivibrator gesynchroniseerd, dwz. een veelvoud van de herhalingsfrequentie f_i (ca 100 000 Hz) der verkregen impulsen gelijk gemaakt aan de grondfrequentie van de af te beelden spanning v_o. Aan het andere stuurrooster van de buis EFF 51 wordt een spanning v_φ van 50 Hz toegevoerd, die er voor zorgt dat de impulsen de voor het aftasten nodige fazemodulatie ondergaan; deze spanning bepaalt namelijk mede het ogenblik waarop de stroom van het ene penthodesysteem naar het andere overgaat. De spanning van 50 Hz is in grootte regelbaar, zodat men de fazezwaai van de impuls, dwz. de grootte van het gedeelte van de v_o-kromme dat men te zien krijgt, kan instellen.

Van de weerstand in serie met het rooster waarop de spanning van 50 Hz wordt geïnjecteerd, is een gedeelte (R_φ, fig. 5) regelbaar uitgevoerd. Hiermee stelt men de ruststand der impulsen ten opzichte van v_o in, dus het punt van de v_o-kromme welks omgeving men zichtbaar wil maken.

De werking van de impulsgenerator kunnen we nu als volgt samenvatten. Een multivibrator levert een spanning die, met een frequentie van ca 100 000 Hz, een sprong vertoont. Toegevoerd aan het rooster van een buis EL 6, veroorzaakt deze spanning periodiek een sprong in de anodestroom van 200 mA naar nul, hetgeen aan de uitgang van een differentiërend netwerk periodieke spanningsimpulsen doet ontstaan, met een gemiddelde breedte in de orde van 10^{-8} s. Deze impulsen tasten in de mengschakeling de af te beelden spanning v_o af.

Synchronisatie

Wij komen nu tot de beschrijving van de inrichting die de spanning levert voor het synchroniseren van de multivibrator. Deze spanning moet een frequentie hebben die in de buurt ligt van 100 kHz, en de grondfrequentie f_o van de af te beelden spanning v_o moet er juist een veelvoud van zijn.

De bedoelde spanning wordt opgewekt door een oscillator O (*fig.* 7), waarvan de frequentie wordt geregeld door een reactantiebuis RT, d.i. een buis die met de anode en de kathode is parallelgeschakeld aan de trillingskring van de oscillator en die overigens zodanig is geschakeld dat ze zich ten opzichte van de trillingskring gedraagt als een zelfinductie of een capaciteit waarvan de grootte continu regelbaar is met de gelijkspanning op het stuurrooster [3]).

[3]) De werking van een reactantiebuis is meermalen in dit tijdschrift beschreven; zie bijv. Philips techn. T. 8, blz. 47 (fig. 7) of blz. 122, 1946.

Teneinde te komen tot een automatische regeling van de oscillatorfrequentie, moeten we beschikken over een inrichting die, zodra de frequentie van de juiste waarde gaat afwijken, aan de reactantiebuis een corrigerende regelspanning toevoert. Deze inrichting bestaat uit onderdelen van dezelfde soort als we boven al zijn tegengekomen, namelijk uit een mengschakeling M_2 (fig. 7), waarin de synchroniserende spanning v_{syn}, na een regelbare verzwakking en een constante versterking te hebben ondergaan, wordt gemengd met impulsen, opgewekt door een impulsgenerator I_2, welke eveneens door de oscillator O wordt gestuurd. Deze impulsgenerator bestaat weer uit een multivibrator (MV_2) gevolgd door een eindbuis (P_2) met in de anodeketen een differentiërend netwerk (DN_2). Dit laatste

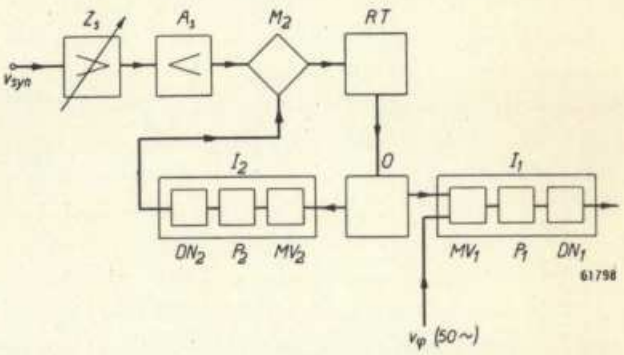


Fig. 7. Synchronisatiecircuit. De oscillator O bestuurt niet alleen de impulsgenerator I_1 (fig. 1), maar ook een impulsgenerator I_2, waarvan de impulsen in een mengschakeling M_2 worden gemengd met de synchronisatiespanning. Het resultaat van de menging is een gelijkspanning, die verandert als de synchronisatie verloren zou gaan. Deze gelijkspanning bestuurt een reactantiebuis RT, die zo nodig de oscillatorfrequentie corrigeert. MV_2, P_2, DN_2: multivibrator, eindbuis, resp. differentiërend netwerk, waaruit de impulsgenerator I_2, analoog met I_1, is opgebouwd. De uitwendig toegevoerde synchronisatiespanning v_{syn} bereikt de mengbuis via een regelbare verzwakker Z_s en een versterker A_s.

levert spanningsimpulsen met een herhalingsfrequentie gelijk aan de oscillatorfrequentie. Het voornaamste verschil met de vroeger beschreven impulsgenerator I_1 is, dat in I_2 de impulsen niet in faze worden gemoduleerd.

De gelijkspanningscomponent van de spanning over de anodeweerstand van de mengbuis M_2 dient als regelspanning voor de reactantiebuis.

Onderstellen wij dat inderdaad een veelvoud van de impulsfrequentie van I_2 juist gelijk is aan de frequentie f_o van de spanning op het stuurrooster van de mengbuis M_2. De anodestroom van deze buis bestaat dan uit impulsen die onderling even groot zijn (zie fig. 2*b* van het artikel I). Zodra de oscillatorfrequentie iets zou gaan verlopen, is de faze der impulsen ten opzichte van de genoemde roosterwisselspanning niet meer constant; de anode-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stroomimpulsen van M_2, en daarmee de regelspanning van de reactantiebuis, veranderen in grootte, waardoor deze buis de oscillatorfrequentie corrigeert.

Het hier beschreven systeem is een speciaal geval van hetgeen bekend staat als „I.G.O."-systeem (= door impulsen gesynchroniseerde oscillator) [4]), dat in zenders en ontvangers wel wordt gebruikt om een oscillator te synchroniseren. Daarbij heeft de synchronisatiespanning gewoonlijk een frequentie (gegeven door een kwartskristal) die h o g e r is dan de oscillatorfrequentie. In ons geval is het steeds andersom (hoogstens zijn de beide frequenties aan elkaar gelijk).

Het synchronisatiegebied is des te groter naarmate de „rondgaande" versterking in de keten gevormd door de oscillator O, de impulsgenerator I_2, de mengschakeling M_2 en de reactantiebuis RT, groter is. Komt de versterking boven een zekere drempelwaarde uit, dan treedt — als in ieder regelcircuit — instabiliteit in. Om de versterking zo hoog mogelijk te kunnen opvoeren zonder dat het instabiele punt wordt bereikt, moet men o.a. zorgen voor een zo goed mogelijke fazegelijkheid, dwz. een starre koppeling, tussen de oscillator O en de impulsgenerator I_2. Deze starre koppeling komt tot stand via een diode, waardoor slechts de t o p p e n van de sinusvormige oscillatorspanning synchroniserend op de impulsgenerator werken [5]).

Synchronisme ($nf_i = f_o$) constateert men doordat men op het scherm een stilstaand beeld waarneemt in plaats van een continue lichtband waarin niets valt te herkennen. Verandert men de capaciteit in de trillingskring van de oscillator, dan hangt het zowel van de grootte van f_o als van de grootte der synchronisatiespanning af, of men voor de opeenvolgende onderharmonischen van f_o geïsoleerde dan wel aaneensluitende synchronisatiegebieden vindt. Als $f_o > 1$ MHz, kan men steeds aaneensluitende gebieden vinden (en de condensator dus met rust laten) door slechts de synchronisatiespanning een geschikte waarde te geven, hetgeen kan geschieden door middel van een later te beschrijven regelbare verzwakker (Z_s, fig. 7). Is $f_o < 1$ MHz, dan bestaan er slechts geïsoleerde synchronisatiegebieden, die men moet opzoeken door aan de condensator te draaien.

Dank zij de versterker A_s (fig. 7) kan men met een kleine waarde van de synchroniserende ingangsspanning v_{syn} volstaan (ca 20 mV). Deze hoogfrequentversterker bevat één buis EF 50 met een weerstand in de anodekring; door de parasitaire anodecapaciteit neemt bij frequenties hoger dan ca 1 MHz de versterking met toenemende frequentie snel af. Dit is hier toelaatbaar, aangezien, naarmate de frequentie f_o van v_{syn} hoger is, de onderharmonischen van f_o in de omgeving van 100 000 Hz dichter bij elkaar liggen en men derhalve om aaneensluitende synchronisatiegebieden te krijgen, met een kleinere synchronisatiespanning kan volstaan.

De electronische schakelaar

Zoals in het artikel I reeds werd opgemerkt, kan men van de fazemodulatie der impulsen gebruik maken om de impulsen bij de teruggaande beweging een andere spanningskromme te doen aftasten dan bij de heengaande beweging en zodoende t w e e o s c i l l o g r a m m e n t e g e l i j k zichtbaar te maken. Het meten van bijv. het fazeverschil tussen twee spanningen wordt op deze wijze zeer gemakkelijk.

Alles wat men hiertoe nodig heeft, is een electronische schakelaar, die hier zeer eenvoudig kan zijn ingericht (*fig. 8*). De ingangsspanningen v_{oI} en v_{oII} worden over een regelbare verzwakker toegevoerd aan het stuurrooster van een buis ES_I resp. ES_{II} (beide type EF 50), die in de electronische schakelaar dienst doen. Het omschakelen gebeurt hier met de netfrequentie, en wel bij de uiterste waarden van de fazezwaai der impulsen. Daartoe is de wisselspanning v_φ die de fazemodulatie veroorzaakt, 90 ° in faze verschoven ten opzichte van de wisselspanningen die de electronische schakelaar bedienen; deze fazeverschuiving van 90 ° wordt verkregen met behulp van condensatoren en weerstanden (C_3, R_3, C_4, R_4).

De werking van de electronische schakelaar is als volgt. Gedurende de halve periode der netspanning waarin de diode D_{II} geleidend is, heerst er een zodanige spanning aan de weerstand R_{II} dat daardoor de buis ES_{II} is afgeknepen; de diode D_I en de weerstand R_I zijn dan stroomloos, de buis ES_I functionneert normaal, en de spanning v_{oI} wordt afgebeeld. Gedurende de volgende halve periode gebeurt het omgekeerde: er loopt stroom door D_I en R_I, ES_I is afgeknepen, ES_{II} werkt normaal en v_{oII} wordt afgebeeld.

Dat men hier voor het afknijpen geen rechthoekige spanningen nodig heeft en met halfsinusvormige kan volstaan, is te danken aan het feit dat er voor het omschakelen bij de toppen van de fazezwaai telkens een vrij lange tijd beschikbaar is, zodat het afknijpen niet plotseling behoeft te gebeuren.

---

[4]) H. B. R. Boosman en E. H. Hugenholtz, Frequency control in transmitters, Communication News **9**, 21-32, 1947.

[5]) Voor uitvoeriger beschouwingen over de synchronisatie wordt verwezen naar een artikel van J. M. L. Janssen, dat in Philips Research Reports zal verschijnen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tussen de gemeenschappelijke uitgang van de buizen ES_I en ES_{II} en de ingang van de mengschakeling M_1 is een hoog doorlatend filter F_2 opgenomen, dat eventuele laagfrequente, door het omschakelen ontstane spanningen onderdrukt.

Behalve over de in trappen regelbare, hieronder te bespreken verzwakkers Z_I en Z_{II} beschikt men over een continue regeling in de vorm van de potentiometers P_I en P_{II}, waarmee de negatieve voorspanning op het stuurrooster van de buizen ES_I en ES_{II} kan worden gevarieerd.

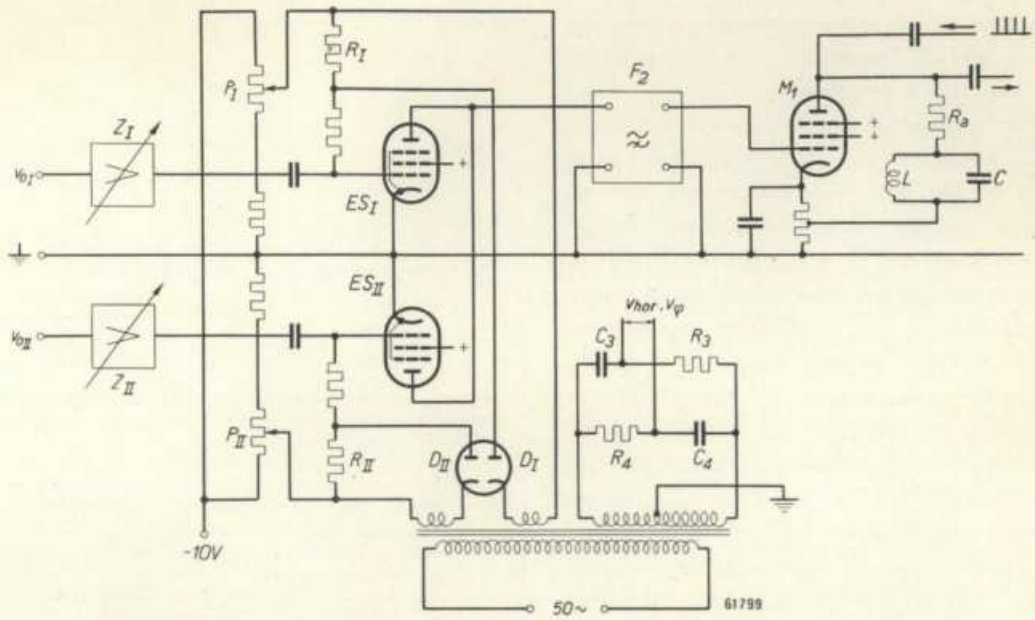


Fig. 8. Electronische schakelaar. De twee af te beelden ingangsspanningen, v_{oI} en v_{oII}, worden ieder via een verzwakker Z_I, Z_{II} toegevoerd aan een buis ES_I resp, ES_{II}. Deze buizen worden beurtelings afgeknepen door de halfsinusvormige spanningen die via de dioden D_I, D_{II} aan de weerstanden R_I, R_{II} ontstaan. De spanning $v_{hor} = v_\varphi$, die zowel de horizontale afbuiging als de fazemodulatie bewerkstelligt, krijgt door het netwerk C_3-R_3-C_4-R_4 een fazeverschuiving van 90 ° ten opzichte van de wisselspanningen die beurtelings de buizen ES_I, ES_{II} afknijpen, P_I, P_{II} potentiometers ter regeling van de voorspanning, F_2 hoog doorlatend filter; M_1 met R_a, L en C: mengschakeling volgens fig. 2. De buizen ES_I en ES_{II} zijn beide van het type EF 50, de dubbele diode D_I-D_{II} is een buis EB 4.

De aansluitkabels en de verzwakkers

Bij het meten of oscillografisch waarnemen van spanningen met zeer hoge frequenties mag men het niet aan het toeval overlaten welke leidingen gebruikt worden om de voltmeter resp. de oscillograaf aan te sluiten: in de eerste plaats zou de spanning door de capaciteit en de demping, die bij het aansluiten parallel op de spanningsbron komen te staan, sterk kunnen veranderen, en bovendien zou in de leiding zelf opslingering kunnen optreden, waardoor de spanning aan het eind van de leiding veel zou kunnen verschillen van die aan het begin.

Deze kwesties zijn al ter sprake gekomen bij een onlangs in dit tijdschrift behandelde millivoltmeter voor frequenties tot 30 MHz [6]). Bij onze oscillograaf is het probleem nog moeilijker doordat de transmissie over de leiding niet alleen amplitude- maar ook fazegetrouw moet zijn en doordat wij bovendien de frequentiegrens hoger dan 30 MHz wensen te leggen.

Wat de transmissie betreft, zou de beste oplossing zijn, de kabel aan het einde af te sluiten met een weerstand gelijk aan zijn karakteristieke impedantie. De ingangsimpedantie van de kabel vertoont dan eveneens deze waarde, die echter niet groter is dan van de orde van 100 ohm en dus voor de spanningsbron een zeer zware belasting zou vormen. Om dit laatste te voorkomen, zou men de kabel kunnen voorzien van een „meetkop" waarin een versterkbuis is aangebracht. Deze buis zou doeltreffend kunnen zijn geschakeld als „kathodevolger", om een goede aanpassing bij de lage impedantie van de kabel te bewerkstelligen. Bovendien zou de meetkop een vóór de buis geschakelde regelbare verzwakker moeten bevatten als men ook spanningen wil oscillograferen die, onverzwakt, de buis zouden overbelasten.

---

[6]) H. J. Lindenhovius, G. Arbelet en J. C. van der Breggen, Philips techn. T. **11**, 210-218, 1949 (No. 7).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

O.a. om de meervermelde reden dat het ons in eerste instantie slechts te doen was om een verificatie van de juistheid der principes, hebben wij ons beperkt tot het aanbrengen van een verzwakker in de meetkop, en wel een capacitieve verzwakker. In beginsel zou deze — evenals de verzwakker besproken in het in [5]) aangehaalde artikel — kunnen bestaan uit een variabele seriecondensator. In dit geval zou echter de transmissiekarakteristiek van de kabel sterk met de capaciteit van deze condensator, dus met de verzwakking, variëren. Voor een constante transmissiekarakteristiek is het nodig dat de ingangscapaciteit, gezien van de kabel uit, constant is. Dit is verwezenlijkt door als verzwakker een samenstel van condensatoren te gebruiken, geschakeld als is aangegeven in *fig. 9*. De af te beelden spannning wordt aangesloten tussen *0* en *1*, de kabelader wordt verbonden met een der punten *1* ... *7*; in deze volgorde neemt de verzwakking telkens ongeveer een factor $\sqrt{10}$ toe. Behalve in de stand *1*, waarbij de kabel rechtstreeks op het meetpunt is aangesloten en de af te beelden spanning dus onverzwakt wordt doorgegeven, is de ingangscapaciteit, van de kabel uit gezien, inderdaad constant (19,3 pF in het geval van fig. 9) en heeft men derhalve bij iedere verzwakking dezelfde transmissiekarakteristiek.

Deze karakteristiek vertoont bij 45 MHz een piek, die echter is kunnen worden beperkt tot 1,25 maal de hoogte van het vlakke gedeelte, door aan het eind van de kabel een dempweerstand aan te brengen. Deze resterende opslingering is gunstig om de afneming van de gevoeligheid, die in dit frequentiegebied optreedt als gevolg van de eindige impulsbreedte (zie artikel I), enigszins tegen te gaan.

Om de ingangscapaciteit van de oscillograaf (met kabel en verzwakker) zo klein mogelijk te houden, is een kabel gebruikt met een zeer geringe capaciteit (13 pF per meter kabellengte), verkregen door over te gaan tot een slechts 50 μ dikke ader (van wolfraam, met het oog op de sterkte). In de standen *4* ... *7* bedraagt de ingangscapaciteit

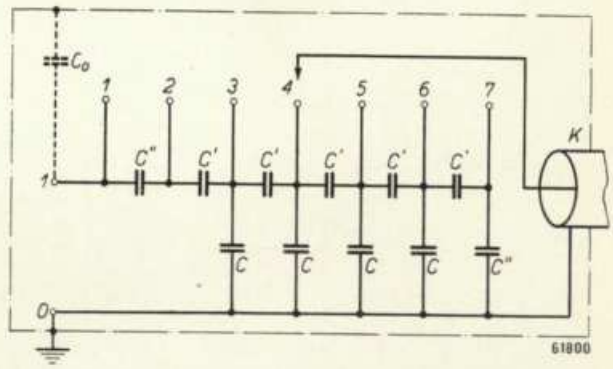


Fig. 9. Als regelbare verzwakker dienend netwerk van condensatoren, dat de eigenschap heeft dat het zich ten opzichte van de kabel *K* gedraagt als een capaciteit die er onafhankelijk van is, met welke aftakking *2*...*7* de kabelader is verbonden (op aftakking *1*, waarbij de kabel onmiddellijk op de ingangsklemmen *0-1* is aangesloten, geldt deze eigenschap niet). De gebruikte capaciteitswaarden, waarbij de verzwakking in stappen van $\sqrt{10}$ regelbaar is, zijn: $C = 10$ pF, $C' = 6{,}6$ pF, $C'' = 14{,}6$ pF. C_0 is de parasitaire capaciteit ten opzichte van aarde.

(tussen *1* en *0*) ca 5 pF, in de standen *2* en *3* is ze iets groter, en in stand *1*, door de parallelschakeling van de kabelcapaciteit en de capaciteit van de eerste buis, 30 tot 35 pF.

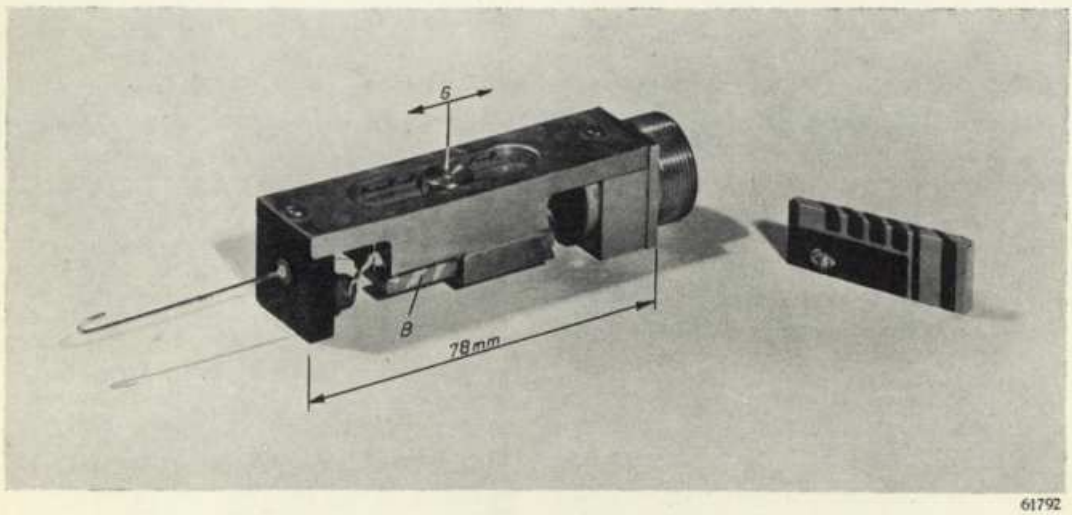


Fig. 10. Rechts een blokje keramisch materiaal met zilveren bekleedsels, die tezamen het in fig. 9 afgebeelde netwerk van condensatoren vormen. Links de complete verzwakker (geopend); *B* is het keramische blokje, *G* de knop van het glijcontact. De rechterzijde wordt op de kabel aangesloten; de tot een haakje omgebogen draad links brengt men in contact met het punt dat de af te beelden hoogfrequente spanning heeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

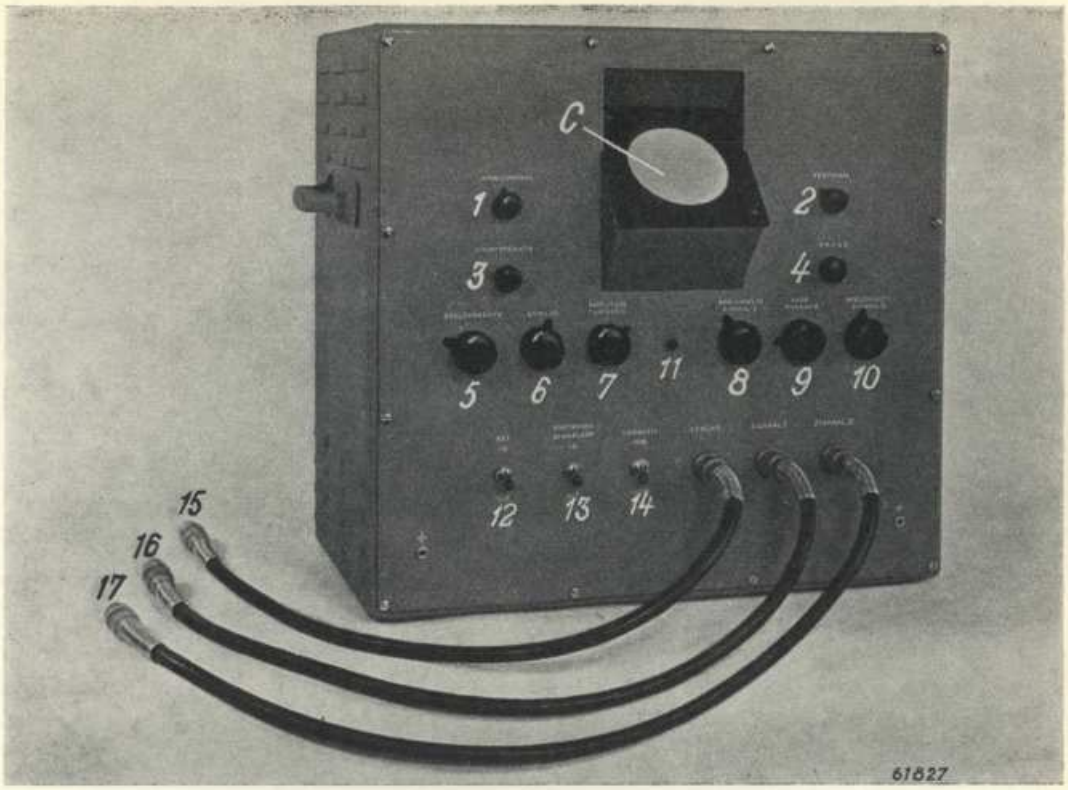


Fig. 11. Experimentele uitvoering van de stroboscopische oscillograaf. Ter weerszijden van de kathodestraalbuis *C* (schermmiddellijn 9 cm) de knoppen *1* en *2* voor de horizontale resp. verticale verschuiving van het beeld, de knop *3* voor instelling van de helderheid (stroomsterkte van de bundel) en de knop *4* voor de focussering. Daaronder de volgende zes knoppen: *5* instelling van de beeldbreedte (grootte van v_{hor}), *6* synchronisatie (condensator van oscillator *O*, fig. 7), *7* grootte van het afgetaste gedeelte ($\Delta\varphi$, instelbaar met de grootte van v_φ, zie fig. 5), *9* keuze van het midden van het afgetaste gedeelte (weerstand R_ψ, fig. 5), *8* en *10* continue verzwakkers voor de ingangsspanningen (potentiometers P_I en P_{II}, fig. 8). *11* is een signaallampje. Onderaan links een drietal schakelaars: *12* voor het net, *13* voor de electronische schakelaar, en met *14* kan een willekeurige uitwendige spanning als tijdbasis worden toegevoerd. *15*, *16* en *17* zijn de kabels (hier zonder verzwakkers) voor resp. de synchronisatiespanning en de beide af te beelden spanningen.

De elf condensatoren waaruit de verzwakker bestaat zijn in een handige vorm gebracht door ze uit te voeren als één rechthoekig blokje van keramisch materiaal met grote diëlectrische constante, waarop door plaatselijke verzilvering de acht bekleedsels zijn aangebracht. Een glijcontact loopt over zilveren contactpunten, die op de bekleedsels (behalve op het geaarde) zijn gesoldeerd. Het geheel is ondergebracht in een meetkop van kleine afmetingen (*fig. 10*).

Resultaten

Een afbeelding van de experimentele uitvoering van de stroboscopische oscillograaf vindt men in *fig. 11*; in het onderschrift is de functie der bedieningsknoppen toegelicht.

In *fig. 12* zijn als functie van de frequentie de gevoeligheid *s* (uitslag op het scherm in verhouding tot de ingangsspanning) van het instrument inclusief de kabel op een relatieve schaal voorgesteld (maximum = 1 gesteld), benevens de fazeverschuiving α in de kabel. Het afnemen van *s* bij frequenties hoger dan 30 MHz, dat zonder het opslingereffect in de kabel nog sterker zou zijn, wordt veroorzaakt door de eindige impulsbreedte. Tot de genoemde frequentie is de fazekarakteristiek van de kabel

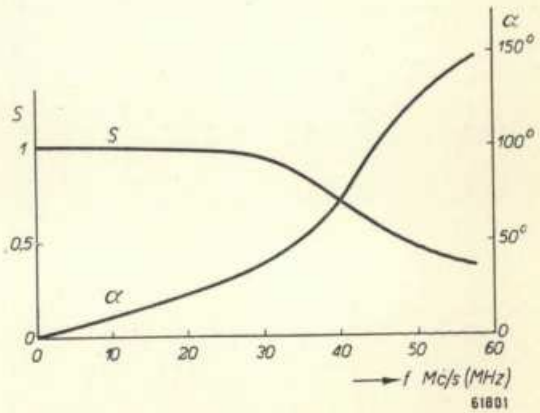


Fig. 12. Relatieve gevoeligheid *s* van het complete instrument (inclusief de kabel) en fazeverschuiving α in de kabel, als functie van de frequentie *f*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nagenoeg recht. Deze grens zou naar hogere frequenties kunnen worden verschoven door een kabel te gebruiken die met de karakteristieke impedantie is afgesloten, als boven werd besproken.

Het gevolg hiervan is, dat de oscillograaf algemeen bruikbaar is voor het afbeelden van spanningen die harmonischen tot 30 MHz bevatten. Herinnerd zij aan de mogelijkheid van „microscopische aftasting", waardoor een willekeurig gedeelte van een periode over de volle breedte van het scherm kan worden zichtbaar gemaakt, zodat een bepaald detail goed kan worden bestudeerd. Heeft men te maken met sinusvormige spanningen — zodat men op de faze niet behoeft te letten —, dan is het toestel, zij het dan ook met wat kleinere gevoeligheid, nog zeer goed bruikbaar tot veel hogere frequenties, en wel tot ca 70 MHz. Het kan dan ook uitstekende diensten bewijzen bij het meten, tot deze frequentiegrens, van versterkings- en fazediagrammen van versterkers (voor dit laatste is het voldoende dat de twee ingangen dezelfde fazekarakteristiek hebben).

De benedengrens van het frequentiegebied waarvoor de oscillograaf bruikbaar is, ligt in ieder geval niet hoger dan 1 MHz, boven welke grens men, met 20 of meer mV synchronisatiespanning, aaneensluitende synchronisatiegebieden vindt en de fazezwaai der impulsen groot genoeg kan worden gemaakt om desgewenst meer dan een periode af te tasten. Tussen 1 en 0,1 MHz echter bestaan, zoals al werd vermeld, nog geïsoleerde synchronisatiegebieden, waarin de oscillograaf ook kan werken. Er wordt dan minder dan een periode afgetast; voor een grotere fazezwaai zou de fazemodulatie der impulsen op een minder eenvoudige wijze tot stand moeten worden gebracht dan wij voor de experimentele uitvoering, waarvan het gedrag bij hoge frequenties het interessantst was, voldoende oordeelden.

Vermeld zij ten slotte nog dat de maximale absolute gevoeligheid circa 1 cm beeldhoogte per 20 mV (effectieve waarde) ingangsspanning bedraagt.

Samenvatting. Van een experimentele uitvoering van de stroboscopische oscillograaf, waarvan in een vorig artikel de grondslagen zijn uiteengezet, worden de voornaamste onderdelen beschreven, te weten: de mengschakeling, het laag doorlatende filter en de laagfrequentversterker, de impulsgenerator, de oscillator die met de bijbehorende onderdelen de impulsgenerator gesynchroniseerd houdt, de electronische schakelaar, die het gelijktijdig zichtbaar maken van twee oscillogrammen veroorlooft, de aansluitkabels en de verzwakkers. Met de beschreven oscillograaf kunnen niet-sinusvormige spanningen met harmonischen tot 30 MHz nagenoeg onvervormd worden afgebeeld. Details van een niet-sinusvormige spanning kunnen over de volle breedte van het scherm worden afgebeeld. Faze- en amplitudekarakteristieken van bijv. versterkers kunnen worden gemeten tot frequenties van ca 70 MHz. De gevoeligheid is ca 1 cm beeldhoogte per 20 mV (effectieve waarde) ingangsspanning.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HET REGELEN VAN DE LICHTSTERKTE VAN FLUORESCENTIELAMPEN MET BEHULP VAN RELAISBUIZEN

door K. W. HESS en F. H. de JONG.

621.327.42:621.3.077.64:621.385.38

Gasontladingslampen, als buisvormige fluorescentielampen, konden tot dusverre niet met succes worden gebruikt op plaatsen waar de lichtsterkte tussen wijde grenzen continu regelbaar moet zijn, bijv. in theaters. Relaisbuizen (thyratrons) echter hebben een goede oplossing van dit vraagstuk mogelijk gemaakt. Dit opent voor de genoemde lampen de weg tot nieuwe toepassingsmogelijkheden.

Lichtsterkteregeling bij gloeilampen

Van lichtbronnen wordt in sommige gevallen verlangd dat men de lichtsterkte van de maximale waarde af tot een kleine fractie daarvan, en ook in de omgekeerde richting, continu kan regelen. Een bekend voorbeeld hiervan is het geleidelijk verminderen en weder opvoeren der verlichting in schouwburg-, bioscoop- en voordrachtzalen en bij toneelverlichting. Voorts noemen wij nog bepaalde etalageverlichtingen en lichtreclames waarbij men, om de aandacht te trekken, de lichtsterkte wenst te variëren.

Gebruiken wij als lichtbron gloeilampen, dan staan ons een aantal oplossingen ten dienste die in wezen zeer eenvoudig zijn. De oudste is het gebruik van weerstanden, hetzij als voorschakelweerstand, hetzij als potentiometer, waarmee de stroom door de lampen wordt gevarieerd. Deze methode is nog op talloze plaatsen in gebruik en vormt voor kleine installaties gewoonlijk de oplossing met de geringste aanschaffingskosten. Bij grote installaties daarentegen kunnen de weerstanden vrij kostbaar worden, mede wegens de hoge eisen die in schouwburgen e.d. uit het oogpunt van brandveiligheid veelal worden gesteld. Bovendien gaan dan de kosten van het energieverlies in de weerstanden een woordje meespreken, althans indien de installatie moet dienen niet alleen om de zaalverlichting aan het begin en het eind van de voorstelling geleidelijk uit resp. aan te draaien, doch ook om gedurende lange perioden een bepaalde getemperde verlichting te leveren.

Economischer en veel minder brandgevaarlijk dan weerstanden zijn regeltransformatoren [1]), waarvan de secundaire spanning regelbaar is met aftakkingen of met een glijcontact, dat over de windingen van de secundaire spoel loopt. In moderne installaties is dit wel de meest gekozen oplossing. De genoemde voordelen gelden eveneens voor inductieregelaars of draaitransformatoren en voor transductoren (wisselstroomsmoorspoelen waarvan de impedantie regelbaar is met een hulpgelijkstroom). Deze laatste hebben boven de eerder genoemde oplossingen het voordeel dat zij zich goed lenen voor bediening op afstand, zonder tussenkomst van mechanische overbrengingen of van servomotoren. Dit voordeel is juist voor zaal- en toneelverlichtingsinstallaties van groot belang.

[1]) Gevallen waarin men slechts over een gelijkstroomnet beschikt, blijven in het hier volgende buiten beschouwing.

Moeilijkheden bij de regeling van TL-lampen

Voor gloeilampen zijn deze oplossingen al sinds jaren tot een hoge graad van perfectie uitgewerkt. Nu beschikt men tegenwoordig ook over buisvormige fluorescentielampen, die voor vele toepassingen om diverse redenen te verkiezen zijn. Als voornaamste van deze redenen noemen we het hogere rendement en de langere levensduur, voorts de vorm van deze lampen en de spectrale samenstelling van het licht, die bepaalde decoratieve effecten mogelijk maken, en ten slotte de geringere warmtestraling en het gemakkelijker afvoeren van de ontwikkelde warmte. Hoe is nu de situatie als men tracht deze lampen ook daar te gebruiken waar een geleidelijke regeling van de lichtsterkte geboden is? Het is te voorzien dat voor fluorescentielampen, die pas stroom doorlaten als de spanning een bepaalde waarde — de ontsteekspanning — overschrijdt, een regeling van de lichtsterkte, bijv. door spanningsverlaging, tot moeilijkheden zal leiden, die zich bij de regeling van gloeilampen niet voordoen. Wij zullen straks op deze moeilijkheden nader ingaan, maar willen eerst even een kwestie onder de aandacht brengen die zich, onafhankelijk van de eventueel te gebruiken regelmethode, bij

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bij TL-lampen voordoet en die verband houdt met het feit dat deze lampen, zoals de meeste gasontladingslampen, zijn voorzien van gloeikathoden. Deze kathoden zijn namelijk zo gedimensionneerd dat zij, bij het normale gebruik, door de ontlading zelf (ionenbombardement) op de juiste temperatuur worden gehouden. Verkleint men, om de lichtsterkte te temperen, de stroom door de lamp, dan daalt de temperatuur van de kathoden, hetgeen schadelijk is voor de levensduur en bovendien, aangezien de ontsteekspanning er hoger door wordt, niet bevorderlijk voor het rustig branden. Wil men van deze lampen de lichtsterkte — dwz. de stroom — regelen, dan is het een eerste vereiste dat aan beide kathoden gloeistroom wordt toegevoerd, waarvoor bij iedere lamp een afzonderlijke gloeistroomtransformator met twee gescheiden secundaire wikkelingen nodig is. Op dit punt komen we nog terug.

Voor het variëren van de lichtsterkte van TL-lampen heeft men, zoals te begrijpen is, eerst gegrepen naar de bekende, voor gloeilampen uitgewerkte middelen. Het effect kon daarbij echter slechts gering zijn, zoals uit het volgende moge blijken.

Nemen we eerst het geval van een voorschakelweerstand. Om de door de lamp ontwikkelde lichtstroom tot een bepaalde fractie van de maximale lichtstroom terug te brengen, moet men bij een TL-lamp een veel grotere weerstand voorschakelen dan bij een gloeilamp van hetzelfde vermogen. Voor een bepaalde vermindering van de lichtstroom is namelijk bij een gloeilamp reeds een naar verhouding zeer kleine daling in temperatuur van de gloeidraad voldoende, en deze temperatuur neemt op haar beurt snel af met de stroom door de lamp. Daardoor is een vrij kleine serieweerstand, bijv. ter grootte van 2 × de weerstand van de gloeidraad in warme toestand, al voldoende om de lichtstroom van een gloeilamp tot ongeveer nul te reduceren; bij een lamp van bijv. 40 W, 220 V, dus ca 2500 ohm. Bij een TL-lamp echter is de lichtstroom in eerste benadering evenredig met de stroom door de lamp; hij neemt dus slechts ongeveer omgekeerd evenredig met de voorschakelweerstand af. Om de stroom door een TL-lamp van 40 W zo ver te verminderen dat de lamp nagenoeg geen licht meer geeft, moet men de serieweerstand opvoeren tot omstreeks 100 000 ohm, een weerstand dus die vele malen zo groot is als de voorschakelweerstand van de overeenkomstige gloeilamp.

Doch ook al zou men over het bezwaar van een zo grote voorschakelweerstand heen stappen, dan zou men, althans bij TL-lampen in de oorspronkelijke uitvoering, op een bepaalde moeilijkheid stuiten, die samenhangt met de hoge herontsteekspanning van deze lampen. Om in te zien op welke wijze de herontsteekspanning hier moeilijkheden kan berokkenen, beschouwen we eerst een TL-lamp die op de normale wijze in serie met een smoorspoel is aangesloten op een wisselspanning van 220 V (*fig. 1*).

Hoe de buis door een starter wordt ontstoken, is elders in dit tijdschrift beschreven [2]). In de stationnaire toestand staat over de buis een brandspanning van omstreeks 110 V. De ontladingsstroom i, die in faze achter is bij de netspanning, gaat door nul zonder een eindige tijd nul te blijven; er is dus geen stroomloos interval.

Anders is het echter indien we de smoorspoel vervangen door een weerstand. De stroom wordt

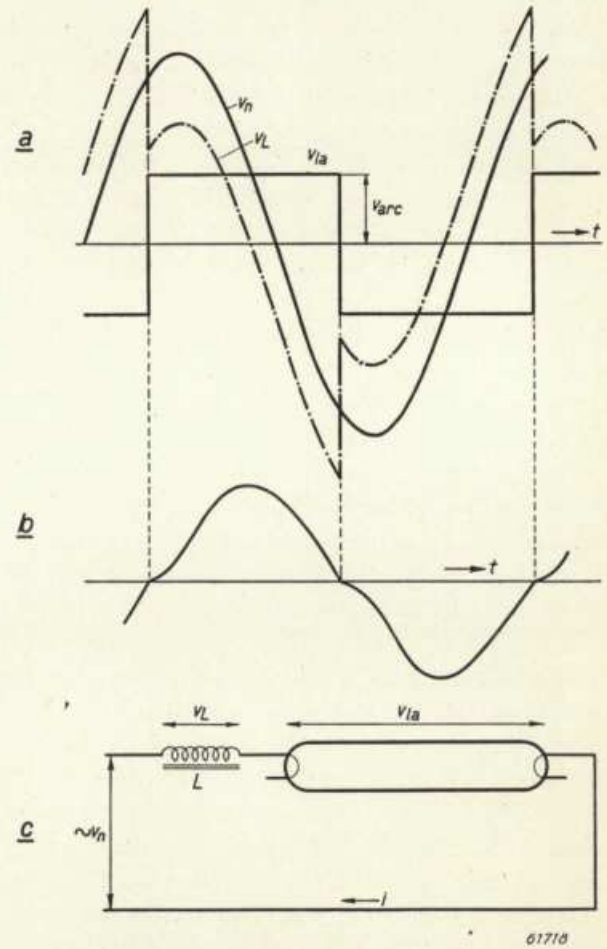


Fig. 1. Spanningen en stroom bij een normaal werkende TL-lamp (40 W), die in serie met een smoorspoel L is aangesloten op een netspanning van 220 V. Als functie van de tijd t zijn voorgesteld: bij (*a*) de netspanning v_n, de spanning v_{la} over de lamp en de spanning $v_L = v_n - v_{la}$ over de smoorspoel, bij (*b*) de stroom i. Er treedt hier geen stroomloos interval op. *c*) geeft de schakeling weer. v_{arc} = brandspanning. (De krommen voor v_{la} en v_L zijn enigszins geschematiseerd.)

[2]) Th. Hehenkamp, Een snel werkende ontsteekschakelaar voor fluorescentielampen, Philips techn. T. **10**, 143-152, 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dan reeds nul (bij $t = t_1$, *fig. 2*) als de netspanning tot op de brandspanning is gedaald, d.i. vóór het nul worden van de netspanning. In de omgekeerde richting kan de stroomdoorgang pas beginnen nadat de netspanning van polariteit is gewisseld en bij $t = t_2$ een waarde — de herontsteekspanning — heeft bereikt die, naar we direct zullen zien, vrij veel groter is dan de brandspanning. Het resultaat is, dat er tweemaal per periode een stroomloos interval optreedt (ook wel donkere periode genoemd, hoewel door het nalichten van de fluorescerende stoffen de lamp in het stroomloze interval toch nog enig licht blijft geven). Een stroomloos interval nu is ongewenst, omdat de ionen die aan het begin ervan in de lamp aanwezig waren, door recombinatie snel in aantal verminderen en de herontsteekspanning hoger wordt naarmate de ionenconcentratie kleiner is. In het zoëven beschouwde geval van de in serie met een smoorspoel geschakelde, normaal werkende lamp, waarbij geen stroomloos interval voorkomt, is bij het nul worden van de stroom de ionenconcentratie zo groot dat de herontsteekspanning maar weinig hoger is dan de brandspanning. In het geval van de weerstand echter, waarbij altijd een stroomloos interval voorkomt, hebben we te maken met een aanmerkelijk hogere herontsteekspanning. Gaan we nu, door vergroten van de weerstand, de stroom verminderen, dan neemt de brandspanning iets toe (dit is een eigenschap van de gasontlading in de TL-lamp), het stroomloze interval wordt dus langer en de herontsteekspanning nog hoger. Het blijkt dat dit laatste bij TL-lampen in de oude uitvoering in zo sterke mate het geval kan zijn dat de lamp dan in het geheel niet meer ontsteekt. Het gevaar bestaat dus dat bij het verminderen van de lichtsterkte de lamp plotseling, of na enig geflikker, uitgaat en zonder hulpmiddelen niet opnieuw kan worden ontstoken. Geleidelijke regeling is dan alleen mogelijk tussen de maximale lichtsterkte en een niveau dat daar maar weinig beneden ligt. Verschillende exemplaren van dezelfde soort lampen kunnen, wat dit laatste niveau betreft, onderling ver uiteenlopen, zodat bij een zaalverlichting een grillig en onbevredigend effect zou optreden.

Niet veel beter wordt de toestand als men een lamp voorziet van de normale smoorspoel (wat in ieder geval wenselijk is, om tijdens het „vol" branden energieverlies in weerstanden te vermijden), en de regelbare voorschakelweerstand slechts gebruikt voor het variëren van de stroom [3]).

[3]) Zie: The dimming of fluorescent lamps, Electrical Times **115**, 641, 1949 (No. 3001), of Fluorescent stage lighting, Light and Lighting, **42**, 169-170, 1949 (No. 7).

Bij lage lichtniveaus (grote voorschakelweerstand) heeft de smoorspoel weinig invloed meer en doen zich de zoëven genoemde moeilijkheden toch weer voor.

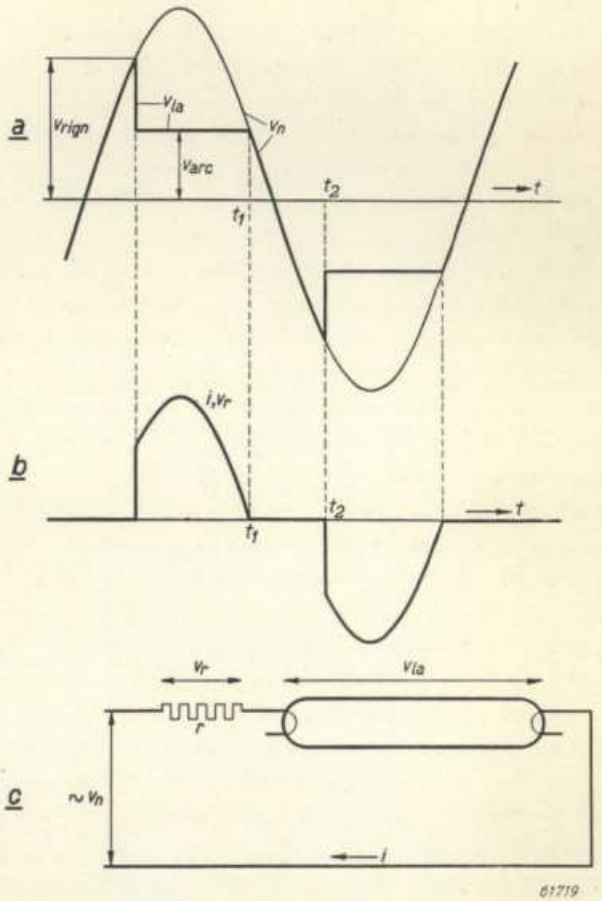


Fig. 2. Spanningen en stroom bij een TL-lamp die in serie met een weerstand r is aangesloten op een wisselspanning van 220 V. v_r = spanning over de weerstand; v_{rign} = herontsteekspanning; betekenis van de andere letters als in fig. 1. Er is nu wel een stroomloos interval (t_1-t_2).

Veel gunstiger gedragen zich de TL-lampen in de moderne uitvoering, die dank zij een geleidende streep op het glas (waarop we aanstonds nog terugkomen) gemakkelijker ontsteken dan lampen zonder deze streep. Met een voorschakelweerstand in de orde van 100 000 ohm laat zich bij zulk een lamp de lichtsterkte inderdaad tussen de maximale en een zeer kleine lichtsterkte continu regelen. Doch hieruit mag men niet concluderen dat nu het probleem is opgelost. Tot dusverre beschouwden wij slechts één TL-lamp, maar in een zaal heeft men natuurlijk met een groot aantal lampen te maken, en nu is het zo dat men bij TL-lampen niet kan doen wat bij gloeilampen wèl het geval is, namelijk één gemeenschappelijke regelweerstand gebruiken voor een groot aantal parallelgeschakelde lampen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Immers, naarmate er bij het inschakelen meer TL-lampen gaan branden (zij ontsteken niet precies tegelijk), zou het spanningsverlies in de gemeenschappelijke weerstand toenemen en ten slotte zo groot worden dat aan de overige lampen de resterende spanning de ontsteekwaarde niet meer bereikt. Iedere lamp zou dus een eigen regelweerstand moeten hebben, wat bij een grote installatie een enorme complicatie betekent.

De hier ontwikkelde bezwaren tegen het gebruik van voorschakelweerstanden zijn ook van kracht voor het geval dat men regelbare smoorspoelen (bijv. transductoren) zou toepassen.

Wat de andere, bij gloeilampen bevredigend werkende oplossingen betreft, deze komen alle neer op een regeling van de grootte der aangelegde wisselspanning (regeltransformator, inductieregelaar, als potentiometer geschakelde weerstand). Als men dit middel toepaste bij TL-lampen, zou bij het verlagen van de spanning al spoedig de herontsteekspanning niet meer worden bereikt, zodat de lampen plotseling zouden uitgaan.

Een en ander verklaart waarom tot dusverre TL-lampen weinig of geen ingang hebben gevonden voor schouwburgzalen en andere plaatsen waar een goede regelbaarheid van de verlichting wenselijk is. Hetzelfde geldt voor gasontladingslampen voor hoge spanning (met fluorescentie of zonder, zoals neonbuizen), die men overigens, om decoratieve redenen, in zulke gevallen eveneens gaarne zou gebruiken.

Regeling met relaisbuizen

Behalve de hierboven opgesomde methoden bestaat er nog een geheel andere weg om een wisselstroom te regelen, namelijk die met relaisbuizen (thyratrons). Dit zijn gelijkrichtbuizen met gasvulling, voorzien van een stuurrooster. De werking dezer buizen [4]) komt in het kort hierop neer dat de buis, bij positieve anodespanning, slechts ontsteekt als de roosterspanning een bepaalde critische waarde overschrijdt (welke waarde in het algemeen een functie van de anodespanning is). Is zij eenmaal ontstoken, dan heeft de grootte van de roosterspanning generlei invloed meer op de anodestroom. Deze stroom wordt alleen nul wanneer men de anodeketen verbreekt, of, zoals in een met wisselspanning gevoede keten steeds het geval is, doordat de anode op een zeker ogenblik negatief wordt.

Houdt men het rooster van een relaisbuis, waarvan de anodeketen wordt gevoed met wisselspanning, voortdurend voldoende sterk negatief, dan wordt in het geheel geen stroom doorgelaten. Houdt men de roosterspanning voortdurend boven de critische waarde, of zorgt men dat zij telkens boven die waarde komt op het ogenblik waarop de anode positief wordt, dan laat de buis gedurende

[4]) Zie bijv. D. M. Duinker, Relaisbuizen als tijdschakelaars voor het naadlassen, Philips techn. T. **1**, 11-15, 1936, of J. W. G. Mulder en H. L. van der Horst, Een regelbare gelijkrichter-installatie van 20 000 V en 18 A, Philips techn. T. **1**, 161-165, 1936.

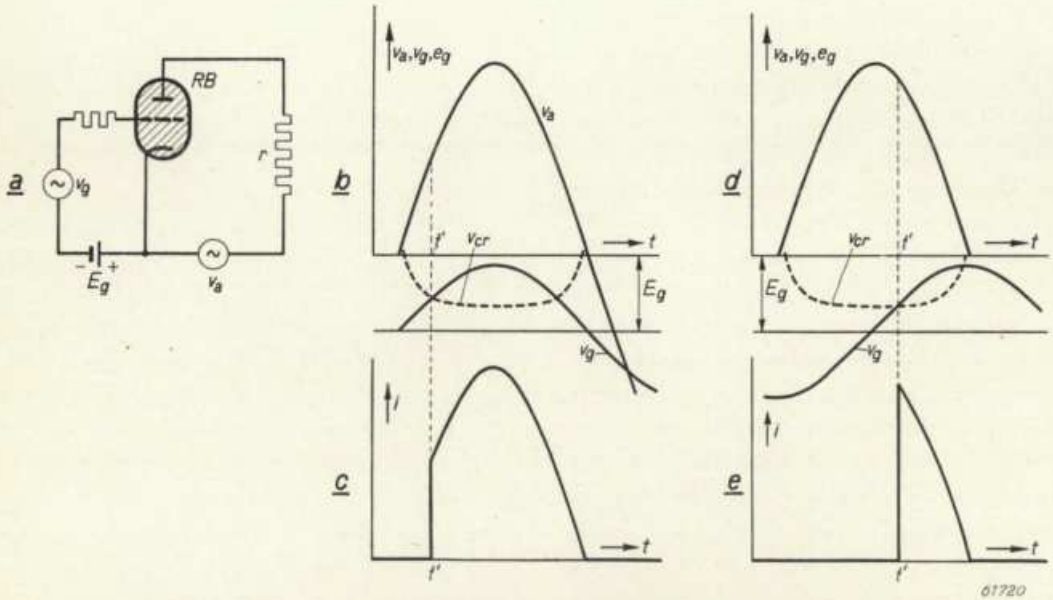


Fig. 3. *a*) Relaisbuis (thyratron) *RB*, waarvan de roosterwisselspanning v_g in faze kan worden verschoven ten opzichte van de anodewisselspanning v_a. De buis is belast met een weerstand *r*. E_g = roostervoorspanning. *b*) Vroege ontsteking, doordat v_g in faze is met v_a. Het verloop van de bij v_a behorende critische roosterspanning v_{cr} is gestippeld aangegeven. *c*) Bijbehorende anodestroom. *d*) Late ontsteking, doordat v_g in faze ver achter is bij v_a. *e*) Bij (*d*) behorende anodestroom. *t'* is het ontsteekmoment.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de langst mogelijke intervallen stroom door. Nemen we eenvoudigheidshalve aan dat de anodekring alleen weerstand bevat, dan zijn deze intervallen bij benadering halve perioden [5]). Tussen deze beide uitersten is een continue overgang mogelijk door het ontsteekmoment binnen de beschouwde halve periode te verschuiven. Dit kan bijv. geschieden door de roosterspanning gedeeltelijk te laten bestaan uit een wisselspanning die in faze ten opzichte van de anodespanning kan worden verschoven, zoals is voorgesteld in *fig. 3*. In het hier beschouwde geval (belasting die slechts uit weerstand bestaat) krijgt de anodestroom de vorm van een „aangesneden" halve sinus.

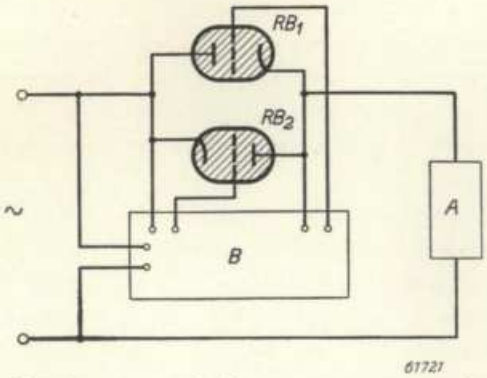


Fig. 4. Regelaar voor wisselstroom met twee antiparallelgeschakelde relaisbuizen (RB_1, RB_2). *A* verbruikstoestel, *B* schakeling waarmee het ontsteekmoment der buizen kan worden geregeld.

Hierboven werd slechts één periodehelft van de voedende wisselspanning gebruikt. Om beide periodehelften te gebruiken, schakelt men twee relaisbuizen antiparallel (*fig. 4*); de twee roosterwisselspanningen moeten daarbij onderling 180° in faze zijn verschoven.

Dergelijke regelinrichtingen — die in wezen synchrone schakelaars zijn — hebben een belangrijke toepassing gevonden voor het electrisch weerstandlassen (zowel punt- als naadlassen), dikwijls voor vermogens tot vele honderden kVA. Ook voor de regeling van de lichtsterkte van gloeilampen zijn zij zeker bruikbaar (en hebben dan de gemakkelijke bediening op afstand als voordeel). In het bijzonder echter voor TL-lampen, waarvoor in het geheel geen bevredigende regelmethode was gevonden, levert zulk een regelinrichting met relaisbuizen een elegante oplossing.

[5]) Slechts bij benadering, want ten eerste is er een zekere minimumontsteekspanning, waardoor de buis niet precies aan het begin van de halve periode kan ontsteken, en ten tweede gaat wegens het dalen van de spanning beneden de boogspanning de buis iets vóór het einde van de halve periode reeds uit. Deze finesses zijn hier echter niet van belang.

Op het eerste gezicht lijkt ook de regelaar met relaisbuizen voor deze lampen geen succes te beloven. Er zullen hierbij immers pas recht stroomloze intervallen optreden [6]). Bovendien vertoont de regelaar met relaisbuizen in een bepaald opzicht enige analogie met de regeltransformator: noemen wij de grootheid $\omega t' = \beta$ de ontsteekhoek ($\omega = 2\pi \times$ netfrequentie, $t' =$ ontsteekmoment), dan is in het deel van het regelgebied waarin de ontsteekhoek tussen 90° en 180° ligt, de hoogste ogenblikswaarde van de spanning aan het verbruikstoestel in het algemeen kleiner dan de top V_{max} van de netspanning, namelijk $V_{max} \sin \beta$; als β dicht genoeg tot 180° nadert, wordt deze spanning ten slotte zo klein dat een TL-lamp er niet meer op kan ontsteken.

Bij nader onderzoek blijkt echter dat de toestand lang niet zo ongunstig is als men na het voorafgaande wellicht zou verwachten. Indien men moderne TL-lampen gebruikt en bovendien nog een eenvoudige maatregel neemt, waarop wij aanstonds tergugkomen, wordt de werking zelfs zodanig dat zij zeer bevredigend mag worden genoemd.

Om te begrijpen waaraan deze gunstige werking is te danken, beschouwen we *fig. 5*. Zodra bij een

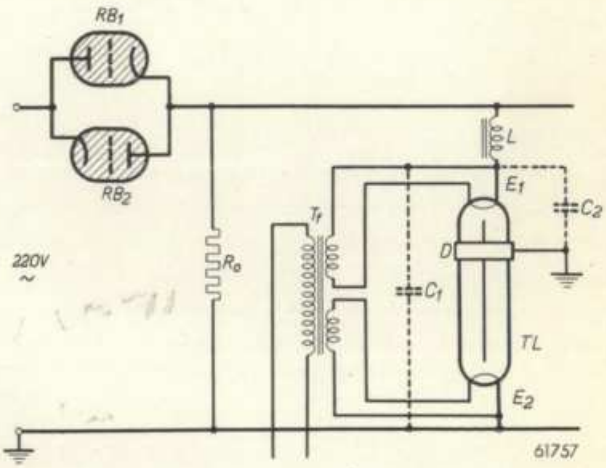


Fig. 5. Relaisbuizen (RB_1, RB_2), gebruikt voor het regelen van de lichtsterkte van een TL-lamp (*TL*). *L* = voorschakelsmoorspoel, T_f = gloeistroomtransformator. In het midden van de lamp de geleidende streep op het glas, geaard over de klemband *D*. Voor R_0, C_1, C_2, E_1 en E_2, zie tekst.

[6]) Dit is niet zo evident als het aan de hand van fig. 3 schijnt. Deze figuur is getekend voor het geval van een weerstand als belasting. Bevat de keten ook zelfinductie, dan kan in bepaalde omstandigheden een gedeelte van het regelgebied vrij van stroomloze intervallen zijn. Laat men de ontsteking geleidelijk later in de periode optreden, dan komt er echter steeds een moment van waar af er wèl stroomloze intervallen zijn. Bij een TL-buis met de normale smoorspoel zijn de omstandigheden zo dat dit moment zich reeds zeer spoedig voordoet. Met goede benadering mag men dus zeggen dat een met relaisbuizen geregelde TL-buis steeds met stroomloze intervallen werkt, behalve bij de volle stroomsterkte.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

der relaisbuizen de roosterspanning de critische waarde overschrijdt, ontsteekt deze buis. Er gaat dan stroom lopen door R_0, een weerstand in de orde van 10 000 ohm. Parallel aan R_0 zijn de TL-lampen geschakeld (in de figuur is er slechts één getekend), elk in serie met de gebruikelijke smoorspoel. Indien de lamp en de smoorspoel rechtstreeks op het net waren aangesloten, zou er een (enigszins vervormde) wisselstroom door lopen (fig. 1*b*), die ongeveer 60° in faze achter is bij de netspanning. Stelt men, in de schakeling volgens fig. 5, de ontsteekhoek β in op ongeveer 60°, dan loopt ook nu door de lamp de normale stroom (van het kleine spanningsverlies in de relaisbuizen — de boogspanning — moge hier worden afgezien). Gaat men vervolgens β vergroten, dan neemt de stroom af, totdat bij een waarde van omstreeks 1 mA per TL-lamp de uiterste grens is bereikt. De ontsteekhoek β is dan ca 135°, zodat op het moment van ontsteken de netspanning nog een waarde heeft van ca 220 V, hetgeen niet zo heel ver beneden de ontsteekspanning van een TL-lamp met warme kathoden ligt.

Dat reeds bij $\beta = 135°$ de stroom zoveel kleiner is dan de nominale stroom, vindt zijn oorzaak in de aanwezigheid van de zelfinductie L en de brandspanning v_{are}. Deze beide grootheden bewerken, dat met toenemende β de stroom veel sterker afneemt dan in een keten die alleen weerstand bevat, welk geval in fig. 3 werd ondersteld.

Daarbij komt nog dat de spanning ter grootte $V_{max} \sin \beta$, die telkens bij het ontsteken van de relaisbuizen plotseling aan de weerstand R_0 optreedt, een trillingskring aanstoot. Deze kring wordt gevormd door de zelfinductie L van de smoorspoel en de capaciteit C_1 tussen de electroden (en de daarmee verbonden gloeistroomwikkelingen) van de TL-lamp [7]). Mocht men de demping van deze kring en de eigen capaciteit van de smoorspoel verwaarlozen, dan zou, zoals een eenvoudige berekening leert, de spanning over C_1 (dus over de TL-lamp) een topwaarde bereiken van nagenoeg tweemaal de grootte van de netspanning op het ontsteekmoment van de relaisbuis, bij $\beta = 135°$ dus een topwaarde van ca $2\ V_{max} \sin 135° = 440$ V. Door genoemde oorzaken is de gemeten waarde niet zo groot, maar toch nog verscheidene tientallen volts hoger dan $V_{max} \sin \beta$. Dit komt uiteraard de ontsteking van de TL-lampen ten goede.

Boven was reeds sprake van TL-lampen in de moderne uitvoering, waarbij aan de buitenzijde in de lengterichting een geleidende streep is aangebracht, die tot dicht bij de electroden doorloopt. Een spanningsverschil tussen de electroden is daardoor in hoofdzaak geconcentreerd op de beide kleine ruimten tussen elk der electroden en het naburige einde van de streep. Dientengevolge is de veldsterkte aan de electroden aanmerkelijk groter dan bij afwezigheid van de streep, en de ontsteekspanning van de lamp overeenkomstig lager.

De boven bedoelde maatregel, die een aanzienlijke verbetering betekent (in die zin dat men de lichtstroom verder kan verminderen voordat de lampen plotseling uitgaan of onrustig gaan branden), bestaat hierin dat men de geleidende streep op de lampen met aarde verbindt (fig. 5). In de plaats van de capaciteit C_1 treedt nu de capaciteit C_2 tussen deze streep en de niet-geaarde electrode E_1 van de lamp. De spanningspiek wordt dan niet meer over twee ruimten verdeeld, maar is geheel voor één ruimte (die bij E_1) beschikbaar. Dit blijkt de ontsteking dusdanig te vergemakkelijken, dat inderdaad de kleinste stroom waarbij de lampen nog rustig branden, in de orde van 1 mA komt te liggen, zodat een continue regeling van de lichtsterkte tussen het maximale en een zeer laag niveau mogelijk wordt [8]). Zo werd aan normale TL-lampen van 40 W, gevoed met de aanstonds nog nader te beschrijven regelaar, gemeten dat het laagste niveau waarbij de lampen nog geheel rustig branden, 1/70 tot 1/100 van het maximale niveau is. Dit is zo laag dat men vervolgens zonder bezwaar de stroom geheel kan verbreken als men op volledige duisternis wil overgaan. Opgemerkt zij nog dat met één paar relaisbuizen een groot aantal TL-lampen tegelijk in lichtsterkte kan worden geregeld; iedere lamp moet daarbij, op de gebruikelijke wijze, met een eigen smoorspoel in serie zijn geschakeld. Voorts zal het duidelijk zijn dat men het hier zonder starters kan stellen. Daarentegen zijn er wel, zoals reeds werd gezegd, gloeistroomtransformatoren nodig, om bij verminderde ontladingsstroom door de lampen de kathoden voldoende warm te houden. Met de volle stroom èn gloeistroom zouden de kathoden te heet worden. Het is dus gewenst de gloeistroom in tegengestelde zin te regelen als de ontladingsstroom.

---

[7]) Zie bijv.: Tj. Douma, Spanningsstoten in gelijkrichters, Philips techn. T. **9**, 135-147, 1947. In dit artikel treft men verscheidene oscillogrammen aan waarop trillingen als hier bedoeld zichtbaar zijn.

[8]) Een voorlopig bericht over deze regelingswijze is onder de titel „Fluorescent light dimming control" verschenen in Philips Technical Communication, blz. 9-13, 1948 (No. 7), een publicatie van Philips Electrical Industries of Australia Pty., Ltd., Sydney.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Hiervoor kan men verschillende oplossingen bedenken. Zo kunnen bijv. de gloeistroomtransformatoren worden gevoed uit een kleine regeltransformator, die door dezelfde knop wordt bediend als de inrichting waarmee het ontsteekpunt der relaisbuizen wordt ingesteld. Ook kan men genoegen nemen met een trapsgewijze regeling van de gloeistroom, bijv. door contacten op de as van de regelknop in bepaalde standen weerstanden te laten in- of uitschakelen die in serie met de gloeistroomtransformatoren zijn geschakeld.

Een regelaar met relaisbuizen is niet alleen geschikt voor TL-lampen, maar eveneens voor buisvormige fluorescentielampen die op hoge spanning werken. Daarbij wordt de regelaar in serie met de primaire spoel van de hoogspanningstransformator opgenomen.

We zullen nu eerst een beschrijving geven van een uitgevoerde regelinstallatie voor 35 TL-lampen en vervolgens nog enige bijzonderheden meedelen over de relaisbuizen die voor dit soort van toepassing in aanmerking komen.

Regeltoestel voor 35 TL-lampen

Fig. 6 is een foto van het toestel waarmee de verlichting in een onzer demonstratiezalen wordt geregeld. Deze verlichting bestaat uit 35 TL-lampen van 40 W. Zoals men ziet, bestaat het toestel uit drie delen: een kast die o.a. de beide relaisbuizen bevat, een verplaatsbaar regelkastje, en een kast waarin een eenvoudig filter is ondergebracht. Dit laatste dient om te beletten dat de bovengenoemde trillingen, die de radio-ontvangst in de omgeving zouden kunnen storen, zich via het lichtnet verbreiden.

De hoofdzaken van de schakeling zijn weergegeven in *fig. 7*. Over de wijze waarop door middel

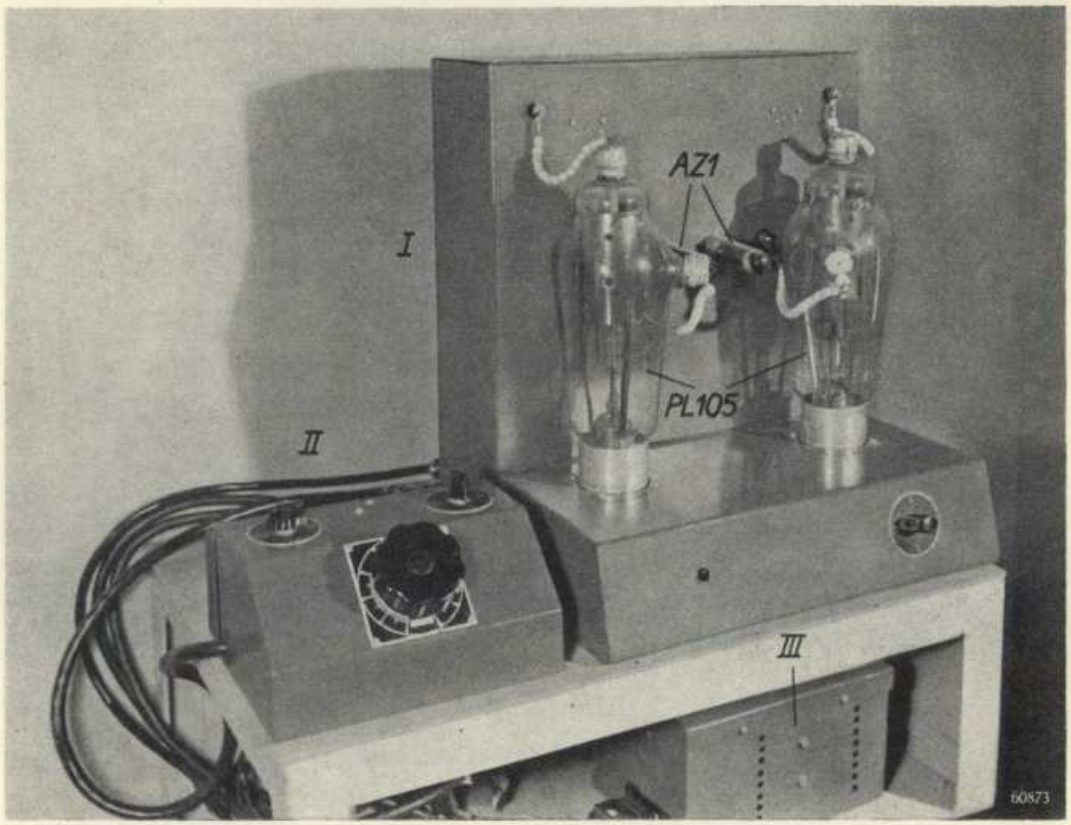


Fig. 6. Regeltoestel voor 35 TL-lampen van 40 W. *I* geopende kast met de beide relaisbuizen type PL 105, *II* verplaatsbaar regelkastje, *III* kastje met filter, dat het doordringen van radiostoringen in het lichtnet belet. De twee gelijkrichtbuizen AZ 1 leveren negatieve voorspanning voor de roosters van de relaisbuizen.

van de variabele weerstand R, die zich in het regelkastje bevindt, het ontsteekmoment der relaisbuizen wordt gevarieerd, komen we nog te spreken. Het regelkastje bevat verder nog twee schakelaars S_1 en S_2. Wenst men volledige duisternis, dan kan men met S_1 de reeds zo ver mogelijk teruggeregelde stroom geheel verbreken. Is gedurende geruime tijd de volle lichtsterkte nodig, dan stelt men de regelaar buiten werking door hem met S_2 te overbruggen.

Van regeling van de gloeistroom is in dit demonstratietoestel afgezien.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Enige toelichting behoeft de schakeling der roosterkringen. Ieder der roosters ontvangt in de eerste plaats een negatieve gelijkspanning, van zodanige grootte dat de buizen niet zouden kunnen ontsteken als er geen andere spanning in de roosterkring aanwezig was. Deze gelijkspanningen worden geleverd door twee kleine hulpgelijkrichters, waarvan men de buizen (AZ 1) op fig. 6 kan zien.

De bedoelde andere spanning is een wisselspanning, die in faze wordt verschoven om het ontsteekmoment te variëren. Deze spanning is niet sinusvormig, als is voorgesteld in *fig. 8a*, maar vertoont een steil front, i.c. een piekvorm (fig. 8*b*). De ontsteking heeft hierdoor steeds plaats op het ogenblik van de sprong, onafhankelijk van eventuele veranderingen in de karakteristiek die de betrekking weergeeft tussen de anodespanning en de critische roosterspanning. Deze veranderingen zouden bij een sinusvormige roosterspanning (fig. 8*a*) de oorzaak zijn van ongewenste verschuivingen van het ontsteekmoment.

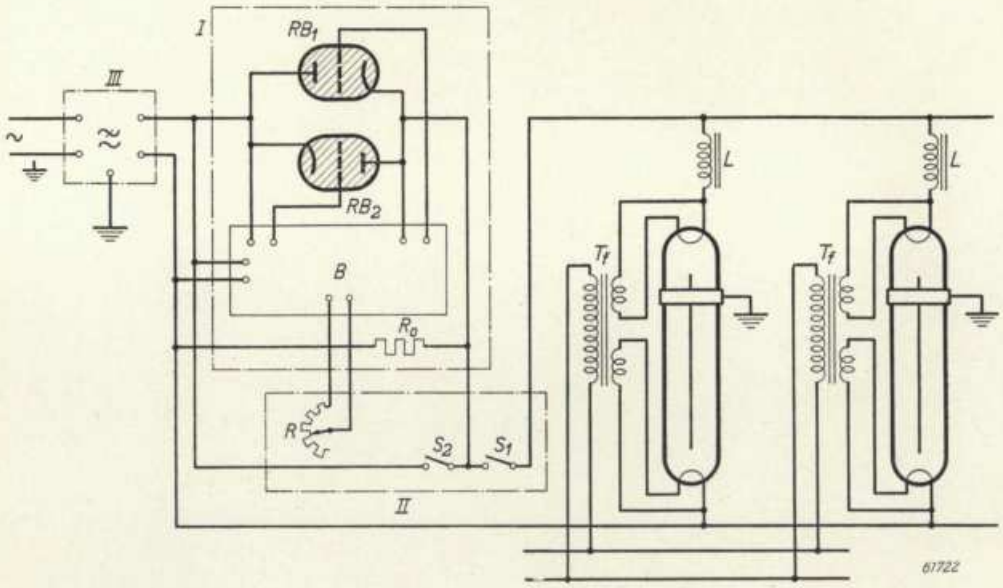


Fig. 7. Principeschema van het in fig. 6 afgebeelde regeltoestel. *I* kast met o.a. de beide relaisbuizen (RB_1, RB_2) en het netwerk *B* dat de roosterspanningen levert. *II* regelkastje, dat een kleine variabele weerstand *R* bevat waarmee het ontsteekmoment van de relaisbuizen wordt gevarieerd, en twee schakelaars (S_1, S_2). *L* = voorschakelsmoorspoel. T_f = gloeistroomtransformator. *III* netfilter.

Als krommevorm met een steil front is de piekvorm gekozen, omdat deze gemakkelijk kan worden verkregen, bijv. met behulp van een transformator waarvan de secundaire spoel is aangebracht op een gedeelte van de kern dat zeer hoog in de verzadiging loopt. Hoe de kern van zulk een piektransformator kan zijn ingericht, is te zien in *fig. 9*. Een sinusvormige wisselstroom door de primaire spoel veroorzaakt in het genoemde gedeelte (K_2, fig. 9) van de kern een magnetische inductie *B*, die als functie van de tijd *t* nagenoeg de vorm van een „vierkante sinus" heeft (*fig. 10*). Telkens als *B* van teken wisselt, wordt in de secundaire spoel een spanningspiek geïnduceerd, die des te steilere flanken heeft naarmate *B* sneller verandert. Daar we, om het ontsteekmoment scherp bepaald te doen zijn, pieken met zeer steile flanken wensen, is voor het kerngedeelte K_2 een materiaal gebruikt dat reeds bij een veel kleinere waarde van de magnetische veldsterkte verzadiging vertoont

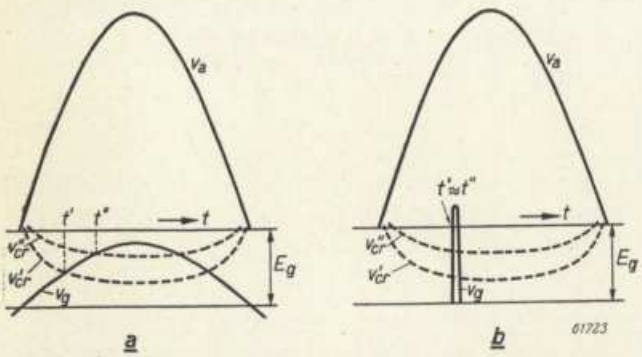


Fig. 8. Varieert de karakteristiek van een relaisbuis, dan heeft dit bij een sinusvormige roosterwisselspanning (*a*) invloed op het ontsteekmoment ($t' \neq t''$). Gebruikt men daarentegen een roosterspanning die in positieve richting een sprong vertoont, bijv. een piekvormige spanning (*b*), dan blijft het ontsteekmoment bij variërende karakteristiek nagenoeg constant ($t' \approx t''$).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dan het normale transformatorijzer, waaruit de rest (K_1) van de kern is samengesteld. Het bedoelde materiaal is een legering van ijzer en nikkel, die een bepaalde wals- en gloeibehandeling heeft ondergaan [9]).

Voor het in faze verschuiven van de pieken dient de volgende inrichting. Op de netspanning is een in het midden afgetakte autotransformator (*fig. 11a*) aangesloten en bovendien de serieschakeling van een vaste condensator C en een regelbare weerstand R (de weerstand in het regelkastje, zie fig. 7). Voert men R op van 0 tot de maximale waarde R_{max}, dan neemt het fazeverschil α tussen de netspanning en de spanning MP (M = midden van de wikkeling AB, P = gemeenschappelijk punt van C en R) toe van 0 tot $\alpha_{max} = 2$ arc tg ωCR_{max} (zie fig. 11*b*), waarin $\omega = 2\pi$ maal de netfrequentie; de spanning MP blijft daarbij in grootte constant. Is tussen M en P de boven beschreven piektransformator aangesloten, dan kan men, door R te variëren, de pieken in faze verschuiven; R_{max} dient daarbij zo groot te worden gekozen dat de grenzen waartussen α kan worden gevarieerd ($0 - \alpha_{max}$), samenvallen met de grenzen waartussen de piek moet kunnen worden verschoven.

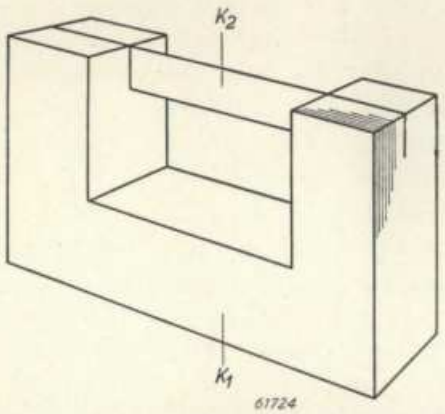


Fig. 9. Kern van een piektransformator. K_1 uit gewoon transformatorplaat samengesteld gedeelte van de kern, dat de primaire windingen draagt. K_2 kerngedeelte van veel kleinere doorsnede en bij voorkeur van een gemakkelijk verzadigbaar materiaal. De secundaire spoel wordt op K_2 aangebracht.

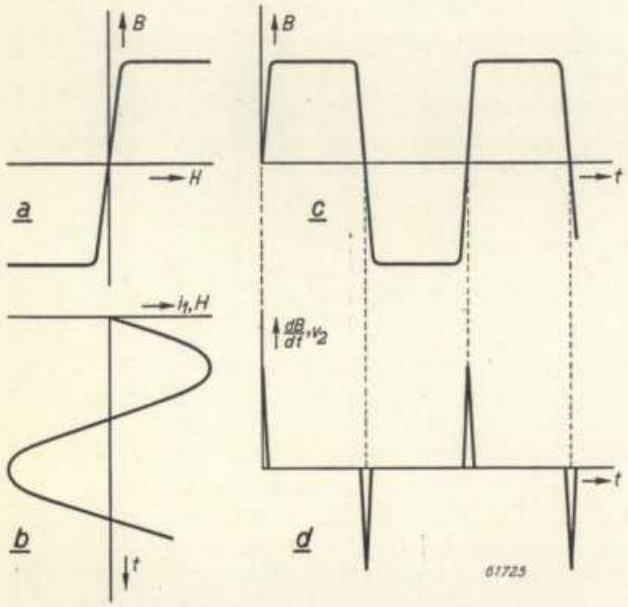


Fig. 10. Ter illustratie van de werking van een piektransformator. *a*) Magnetische inductie B als functie van de magnetische veldsterkte H, voor het gedeelte K_2 van de kern (zie fig. 9). *b*) H, evenredig met de primaire stroom i_1, als functie van de tijd. *c*) B als functie van de tijd. *d*) De in de secundaire spoel geïnduceerde spanning v_2 als functie van de tijd. v_2 is evenredig met dB/dt.

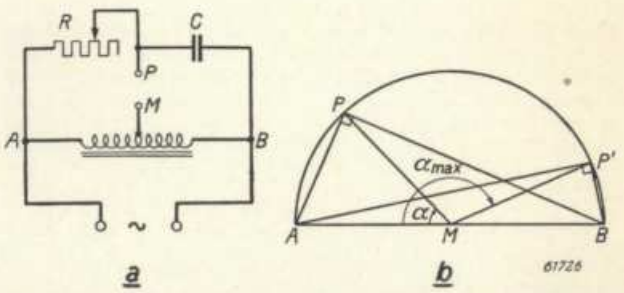


Fig. 11. *a*) Bij verandering van de weerstand R verandert de fazeverschuiving α tussen de spanning MP en de netspanning AB, terwijl MP in grootte constant blijft (M is het midden van AB), zoals uit het vectordiagram (*b*) blijkt. Hierin correspondeert AP met de spanning over R, BP met de spanning over de vaste condensator C. Bij de maximale waarde van R ligt P in P', waarbij de maximale fazedraaiing α_{max} behoort.

Om van de beide relaisbuizen het rooster van een piekspanning te voorzien, kan men hetzij twee piektransformatoren gebruiken, hetzij één waarbij op het verzadigde kerngedeelte twee gescheiden secundaire spoelen zijn aangebracht.

Wordt tussen P en M (fig. 11*a*) stroom afgenomen, dan is $\alpha_{max} < 2$ arc tg ωCR_{max}, zodat R_{max} groter moet zijn dan (tg $\frac{1}{2}\alpha_{max}$)/ωC. Om R_{max} zo klein mogelijk te houden, moet men dus dit stroomverbruik zoveel mogelijk beperken. Nu is de primaire stroom van de piektransformator grotendeels wattloos, zodat hij met een parallelcondensator (C_3, *fig. 12*) van de juiste grootte verregaand kan worden gecompenseerd. Op deze wijze is het gelukt, te volstaan met een regelweerstand van zeer kleine afmetingen.

Een ander punt waarop men moet letten, is het volgende. De schakeling is zo ingericht dat de vroegste ontsteking (maximale lichtsterkte) wordt verkregen bij $R \approx 0$. Het bijbehorende ontsteekmoment ligt vast door de gegeven grootte van de netspanning, de brandspanning en de herontsteekspanning der TL-lampen; het ligt bij ongeveer 60° na de nuldoorgang van de netspanning. Nu treden de pieken,

[9]) J. L. Snoek, Magnetische kernen voor Pupinspoelen, Philips techn. T. **2**, 77-83, 1937, in het bijzonder fig. 4, kromme A. — De constructie van de beschreven piektransformator is aangegeven door D. M. Duinker en J. L. Snoek.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zoals uit fig. 10 blijkt, op bij het door nul gaan van de primaire stroom van de piektransformator; deze stroom moet dus, bij $R \approx 0$, een zeer bepaalde fazeverschuiving hebben ten opzichte van de netspanning waarmee de TL-lampen worden gevoed en waarop tevens de wikkeling AB (fig. 11*a*) is aangesloten. Voor deze vaste fazeverschuiving is gezorgd door in serie met de primaire van de piektransformator een condensator (C_4, fig. 12) te schakelen.

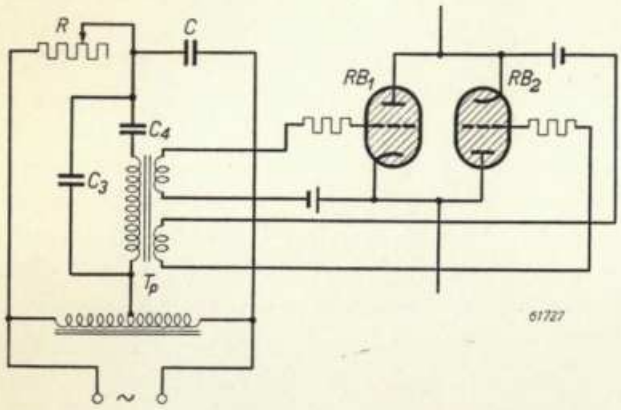


Fig. 12. Details van de fazeverschuivings- en piekspanningsketens. T_p = piektransformator met twee secundaire wikkelingen, die de beide relaisbuizen (RB_1, RB_2) van piekspanning voorzien. R en C als in fig. 11*a*. C_3 condensator om de wattloze stroom van de keten C_4-T_p te compenseren. C_4 condensator om bij $R \approx 0$ de pieken de juiste faze te geven, corresponderend met de volle lichtsterkte.

Het aantal TL-lampen dat men op één paar relaisbuizen mag aansluiten, is begrensd door de maximaal toelaatbare gemiddelde stroomsterkte die voor de buizen is vastgesteld. Voor het in de regelaar gebruikte type PL 105 is deze stroom 6,4 A (per buis). Elke vol brandende TL-lamp van 40 W blijkt ca 185 mA tot de gemiddelde stroom van elk der relaisbuizen bij te dragen, zodat men met een tweetal buizen PL 105 maximaal 6,4/0,185 = 35 TL-lampen van 40 W mag aansluiten.

Gewoonlijk wordt van een TL-lamp de effectieve stroomsterkte opgegeven; voor het type van 40 W bedraagt deze 420 mA. Om daaruit de gezochte bijdrage tot de gemiddelde stroom der relaisbuizen af te leiden, kan men alsvolgt redeneren. Stel, de regelaar is slechts met één, vol brandende, TL-lamp belast. We onderstellen voorlopig dat de stroom door de lamp zuiver sinusvormig is en dus een vormfactor $= \pi/2\sqrt{2} = 1{,}11$ heeft. Denkt men deze stroom gecommuteerd, dan zou hij dus als gemiddelde waarde hebben: 420/1,11 = 378 mA. Elk der relaisbuizen laat telkens maar een halve periode van deze stroom door en heeft derhalve een stroom met de gemiddelde waarde $\frac{1}{2} \times 378 = 189$ mA. Door de afwijking van de sinusvorm (zie fig. 1*b*) is de vormfactor iets groter en de gemiddelde stroom dus iets kleiner (185 mA).

In grote zalen, waar men meestal veel meer dan 35 lampen nodig zal hebben, kan men het best de lampen verdelen in drie groepen van max. 35 lampen, en ieder van deze groepen uit een andere faze van het net voeden. In serie met elk der groepen wordt een relaisbuizenpaar geschakeld; deze paren kunnen desgewenst gelijktijdig met één regelknop worden bediend.

Enige bijzonderheden over de relaisbuis PL 105 en analoge typen

Daar de in de regelaar gebruikte relaisbuis type PL 105 in dit tijdschrift nog nooit is besproken, willen wij er hier enige woorden aan wijden.

De buis PL 105 heeft vier electroden (zie de doorsnede, *fig. 13*): een indirect verhitte oxydekathode, een stuurrooster, een schermrooster en een anode. De gasvulling bestaat uit verzadigde kwikdamp.

De kathode wordt gevormd door twee concentrische cylinders, verbonden door enige radiale schotten. De gloeidraad bevindt zich binnen in de kleine cylinder. Aan de emissie nemen deel: de binnenzijde van de grote en de buitenkant van de kleine cylinder en de beide zijden van de schotten. Om de grote cylinder heen bevinden zich nog twee, niet emitterende cylinders, die de warmtestraling tegengaan, waardoor een geringer gloeistroomvermogen nodig is om de kathode op de juiste temperatuur te houden. De gloeidraad en de kathode, alsmede het schermrooster, zijn via een glazen kneep verbonden met de pennen van de buisvoet.

Het stuurrooster is een grafieten ring, die door een soepele draad is verbonden met een zijdelings

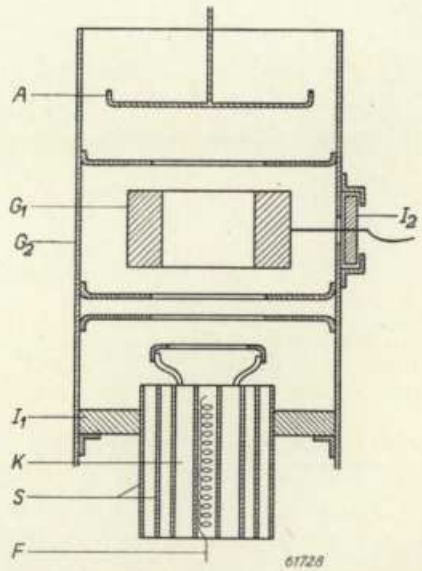


Fig. 13. Doorsnede van het electrodensysteem van de relaisbuis PL 105. K = door de gloeidraad F indirect verhitte kathode. S = schermen voor warmte-isolatie. G_1 = stuurrooster, G_2 = schermrooster, A = anode. I_1 = isolerende plaat, die het schermrooster ten opzichte van de kathode fixeert. I_2 = een van de drie isolatoren door middel waarvan het stuurrooster aan het schermrooster is bevestigd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aangebrachte chroomijzeren contactdop, welke luchtdicht aan de glazen ballon is gesmolten.

De anode is een platte metalen schijf, waarvan de rand is afgerond om gevaarlijk hoge veldsterkten te vermijden. Ze is verbonden met een aansluitdop (eveneens van chroomijzer) boven op de ballon.

Het schermrooster bestaat uit metalen schotten, voorzien van een centrale opening en geplaatst tussen de kathode en het stuurrooster, resp. tussen het stuurrooster en de anode, en voorts uit een metalen bus, die alle andere electroden omgeeft. De taak van het schermrooster is, uitwendige velden af te schermen en bovendien de capaciteit tussen de anode en het stuurrooster klein te houden ten opzichte van de capaciteit tussen het stuurrooster en de kathode. Door dit laatste wordt tegengegaan dat een plotselinge spanningsverandering op de anode de stuurroosterspanning een ogenblik boven de critische waarde zou brengen, waardoor de buis ontijdig zou ontsteken. Om deze taak te kunnen vervullen, moet het schermrooster met de kathode zijn verbonden over een niet te hoge impedantie, bijv. een weerstand van 10 000 ohm. Voor bepaalde doeleinden kan men bovendien een spanning tussen het schermrooster en de kathode aanbrengen: maakt men dit rooster bijv. positief, dan is, bij een gegeven stuurroosterspanning, een lagere anodespanning voldoende om de buis te doen ontsteken. De karakteristiek die als functie van de stuurroosterspanning en bij constante schermroosterspanning de anodespanning aangeeft waarbij de buis ontsteekt (*fig. 14*), schuift daarbij dus naar links. Op deze wijze kunnen kleine veranderingen van de karakteristiek gecorrigeerd worden.

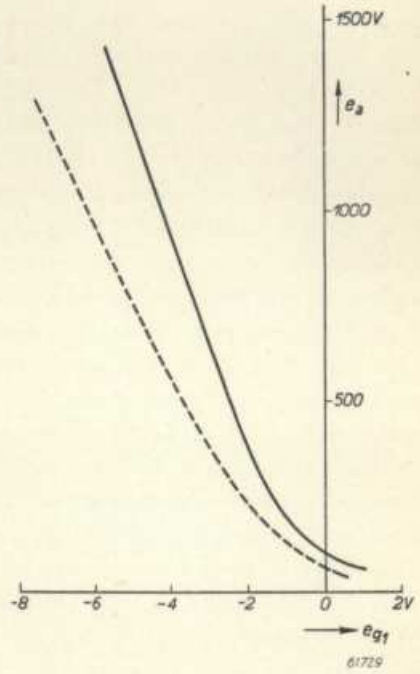


Fig. 14. Gemiddelde karakteristiek van de relaisbuis PL 105; e_a = anodespanning, e_{g1} = stuurroosterspanning waarbij de buis juist ontsteekt. Getrokken: bij schermroosterspanning nul. Gestippeld: bij een bepaalde positieve schermroosterspanning.

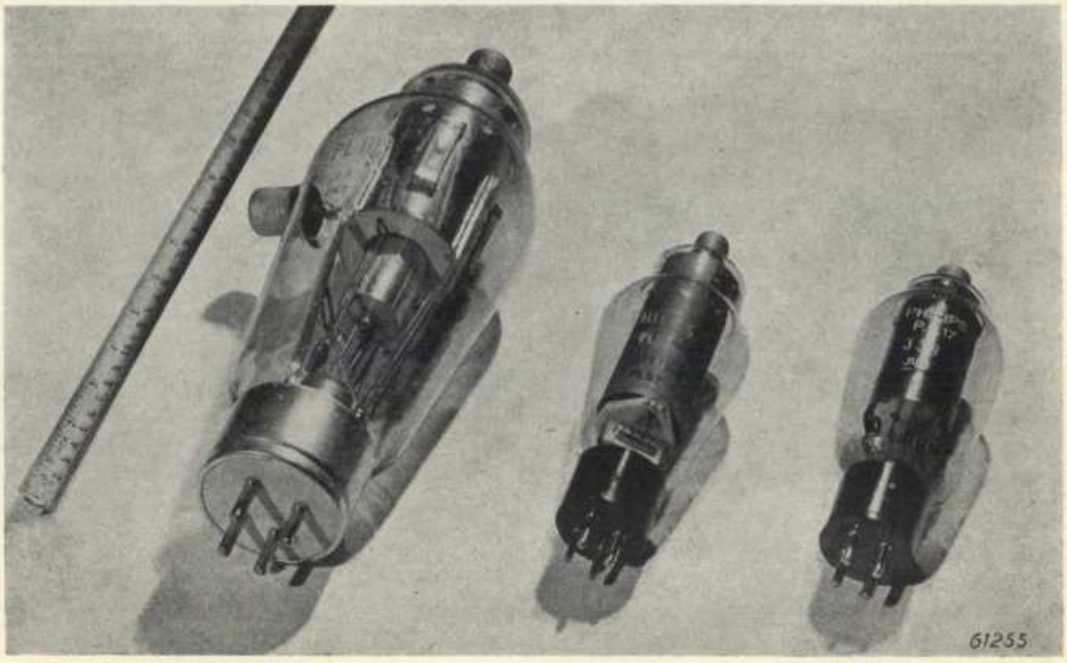


Fig. 15. Drie relaisbuizen van min of meer analoge constructie. Van links naar rechts: PL 105 (maximaal toelaatbare gemiddelde anodestroom 6,4 A), PL 57 (2,5 A) en PL 17 (0,5 A).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De karakteristiek is sterk afhankelijk van de plaats der beide roosters ten opzichte van elkaar en ten opzichte van de kathode. Deze electroden moeten dus onwrikbaar zijn bevestigd. Het schermrooster is ten opzichte van de kathode gefixeerd door de keramische bodem van de schermroosterbus. Deze bus draagt drie staafvormige, eveneens keramische, isolatoren, waarin het stuurrooster is gemonteerd door middel van drie radiaal geplaatste staafjes.

De maximaal toelaatbare gemiddelde stroom is, zoals al werd gezegd, 6,4 A. Een ander criterium, dat in bepaalde gevallen beslissend kan zijn, is de topstroom, die hier maximaal 40 A mag bedragen.

De topwaarde van de spanning tussen de kathode en de anode mag bij de buis PL 105 maximaal 2500 V bedragen, zowel in positieve als in negatieve zin. Wordt dit bedrag overschreden, dan dreigt doorslag op te treden, hetzij, bij positieve anode, in de „goede" richting (doch op een ongewenst, niet meer met het rooster te beheersen ogenblik), hetzij in de verkeerde richting, wat altijd ongewenst is en bovendien schadelijk kan zijn voor de buis.

Volgens een in hoofdzaak analoge constructie als die van het beschreven type PL 105 zijn twee kleinere typen uitgewerkt (*fig. 15*): PL 57 voor max. 2,5 A gemiddelde stroom, en PL 17 voor max. 0,5 A gemiddelde stroom. De eerstgenoemde heeft een indirect verhitte kathode, de tweede een direct verhitte. Deze kleine buizen hebben geen schermrooster.

Samenvatting. De gebruikelijke methoden voor het regelen van de lichtsterkte van gloeilampen, bijv. met behulp van een regeltransformator of van een voorschakelweerstand, falen als men zou trachten ze toe te passen voor TL- of andere gasontladingslampen. Als regelaar voor deze lampen blijkt (bij wisselstroomnetten) wèl goed te voldoen een paar antiparallelgeschakelde relaisbuizen, waarvan het ontsteekpunt bijv. met behulp van een in faze verschuifbare roosterwisselspanning kan worden gevarieerd. Een volkomen geleidelijke regelbaarheid van de lichtsterkte van TL-lampen tussen de maximale en een zeer lage waarde (70 à 100 : 1) wordt verkregen als de op moderne lampen aangebrachte geleidende streep wordt geaard. Om de kathoden van de lampen op de juiste temperatuur te houden, moeten zij ook dan met gloeistroom worden verwarmd als er geen ontladingsstroom is. Daarvoor zijn afzonderlijke transformatoren nodig; starters daarentegen kunnen worden gemist. Dank zij deze wijze van regelen, die zich goed leent voor bediening op afstand, kunnen TL-lampen nu ook worden gebruikt in schouwburg-, bioscoop- en voordrachtszalen, voor toneelverlichting en andere toepassingen waarbij de lichtsterkte continu regelbaar moet zijn. Hetzelfde geldt voor fluorescentielampen en neonbuizen voor hoge spanning. Beschreven wordt een uitgevoerd demonstratietoestel, dat 35 TL-lampen van 40 W bedient. De roosterwisselspanning is hier piekvormig; ze wordt ontleend aan een bijzondere transformator en is in faze verschuifbaar door middel van een kleine regelweerstand. Over de gebruikte relaisbuizen worden enige bijzonderheden vermeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN KIJKJE IN DE „PHILITE"-FABRIEK TE EINDHOVEN

Uit kunstharsen en vulstoffen bestaande pastilles worden in een capacitieve verhitter (rechts) voorverwarmd [1]) en vervolgens in de matrijs van een der links op de foto zichtbare persen gebracht. Hierin worden zij door stoom verder verwarmd, waardoor zij overgaan in een plastische massa. Tegelijk wordt de matrijs onder druk gezet, waarbij de massa de gewenste vorm aanneemt en vervolgens verhardt. — De capacitieve verhitter, die een vermogen van 300 W kan afgeven, kan 100 g kunsthars in één minuut op de temperatuur van omstreeks 110 °C brengen, die voor de voorverwarming van bepaalde kunstharsen het gunstigst is.

[1]) M. Stel en E. C. Witsenburg, Verhitting door hoogfrequente velden, II. Capacitieve verhitting, Philips techn. T. **11**, 236-243, 1949 (No. 8).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

1887: J. J. Went: Relation between the thermal expansion, the Curie temperature and the lattice spacing of homogeneous ternary nickel-iron alloys (Physica 's-Grav. **15**, 703-710, 1949, No. 8/9).

Het belang van de uitbreiding van het experimentele materiaal betreffende de plaatsruilenergie in ferromagnetische legeringen, wordt aangetoond. Daarom worden voor 15 weinig verschillende ternaire legeringen, bevattende ca 50% ijzer en 50% nikkel en een kleine hoeveelheid van een derde element, de roosterconstante, de anomalie in de uitzetting beneden het Curiepunt en de Curietemperatuur bestudeerd. Er blijkt een nauw verband te bestaan tussen de verandering van de Curietemperatuur en de verandering in de anomale uitzetting. De waarde van deze veranderingen hangt af van de plaats van het derde element ten opzichte van nikkel in het periodiek systeem. Er is geen direct verband tussen de verandering in de Curietemperatuur en de roosterconstante.

1888: F. M. Penning en J. H. A. Moubis: On the normal cathode fall in neon (Physica 's-Grav. **15**, 721-732, 1949, No. 8/9).

Volgens een vroeger op molybdeen toegepaste methode (Philips Res. Rep. **1**, 119-128, 225-238, 407-419, 1946) werd van een aantal materialen de normale kathodeval gemeten in neon. De resultaten voor een vlakke kathode bij 40 mm kwikdruk zijn in een tabel verenigd. De gevonden waarden (V_n) worden vergeleken met de waarde van de uittreepotentiaal (φ). Er blijken grote afwijkingen te bestaan van de beweerde relatie $V_n = C\varphi$, waarin C een constante zou moeten zijn.

1889: Th. P. J. Botden en F. A. Kröger: Energy transfer in tungstates and molybdates activated with samarium (Physica 's-Grav. **15**, 746-768, 1949, No. 8/9).

Wolframaten en -molybdaten van tweewaardige metalen, geactiveerd met samarium, vertonen fluorescentiebanden die gecorreleerd zijn hetzij met de wolframaat- resp. molybdaatgroep, hetzij met driewaardig Sm. Bij bestraling met λ 3650 Å, behorend tot een karakteristieke absorptieband van Sm, verschijnt alleen de oranjerode samarium-fluorescentie. Bij bestraling met kortgolvig ultraviolet, in de absorptiebanden van de WO_4- resp. MoO_4-groepen, worden beide banden uitgestraald in een verhouding die afhangt van de temperatuur. Bij de temperatuur waarbij de wolframaat- resp. molybdaat-fluorescentie gedoofd wordt, of bij een iets hogere temperatuur, neemt de intensiteit van de samarium-fluorescentie met toenemende temperatuur toe tot een constante waarde. Bij nog hogere temperaturen wordt ook de samarium-fluorescentie uitgedoofd. De toeneming van de samarium-fluorescentie is het gevolg van energieoverdracht van de wolframaat- resp. molybdaatgroep naar de samariumionen. De resultaten worden vergeleken met de theorieën van Mott en Seitz en met de theorie van Möglich en Rompe. Eerstgenoemde theorieën verdienen de voorkeur.

1890: F. A. Kröger: A proof of the associated-pair theory for sensitized luminophors (Physica 's-Grav. **15**, 801-806, 1949, No. 8/9).

De spectrale intensiteitsverdeling van de mangaan-fluorescentie en de afhankelijkheid van de intensiteit van deze fluorescentie van de temperatuur is gemeten voor $Ca_3(PO_4)_2$ en $Sr_3(PO_4)_2$ geactiveerd met Mn met toevoeging van tin of cerium als sensibilisator. Uit de experimentele gegevens volgen waarden van de waarschijnlijkheden van het fluorescentieproces en van het dissipatieproces in het mangaancentrum. Deze waarden verschillen zeer, naar gelang tin of cerium als sensibilisator optreedt. Dit bewijst dat de sensibilisator-atomen in het kristalrooster dicht bij de activator-atomen geplaatst zijn, in overeenstemming met de paartheorie der sensibilisatie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!